

MESURE DANS LA CHAMBRE DE WILSON DE LA REMONTEE

RELATIVISTE DE L'IONISATION SPECIFIQUE PRIMAIRE

par

RONALD D. FORTUNE

THESE

présentée à la Faculté de Science
de l'Université de Genève
pour obtenir le grade de Docteur es Sciences

Genève 1960

UNIVERSITE DE GENEVE

FACULTE DE SCIENCE

Laboratoire de Physique

Professeur R. Extermann

MESURE DANS LA CHAMBRE DE WILSON DE LA REMONTEE
RELATIVISTE DE L'IONISATION SPECIFIQUE PRIMAIRE

THESE

présentée à la Faculté de Science
de l'Université de Genève
pour obtenir le grade de Docteur es Sciences

par

RONALD D. FORTUNE

de

Aberdeen, Scotland

Thèse No. 1328

GENEVE 1960

UNIVERSITE DE GENEVE

FACULTE DES SCIENCES

Doctorat ès Sciences physiques

La Faculté des Sciences, sur le préavis de
Monsieur le Professeur R. Extermann, autorise l'impression
de la présente thèse, sans exprimer d'opinion sur les pro-
positions qui y sont énoncées.

Genève, le 15 juillet 1960.

Thèse No 1328

Le doyen :

Fernand Chodat





Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41545903_0019

TABLE DES MATIERES

	<u>Pages</u>
1. INTRODUCTION	1
2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL	6
2.1. Disposition générale - Faisceau du synchro- cyclotron	6
2.2. Chambre de Wilson	8
2.3. Photographie	10
2.4. Source radioactive pulsée d'électrons	13
2.5. Programmation de la chambre de Wilson et du synchro-cyclotron	15
3. MESURES DES PHOTOGRAPHIES	16
3.1. Mesures des intervalles	16
3.2. Densité des gouttelettes de fond	19
3.3. Erreurs dues au recouvrement et au comptage	21
3.4. Mesures de l'efficacité de condensation	22
4. RESULTATS EXPERIMENTAUX	24
4.1. Remontée relativiste de l'ionisation primaire	24
4.2. Erreurs globales de la mesure d'ionisation d'une trace unique	29
5. DISCUSSIONS	31
5.1. Théorie et expérience	31
5.2. Réduction des erreurs dans la mesure de l'ionisation primaire	38
5.3. Identification des particules de haute énergie	40
6. CONCLUSIONS	45
Remerciements	47
Références	49

PREFACE

Le travail décrit dans cette thèse a été effectué par l'auteur en collaboration avec C. Ballario, A. DeMarco et C. Verkerk au laboratoire du CERN à Genève. L'oeuvre a été menée à bien en trois étapes : une première étape expérimentale de six mois, durant laquelle des mesures préliminaires du faisceau de l'accélérateur ont été faites au moyen de compteurs ainsi que des essais de la chambre de Wilson et de la source radioactive; une deuxième étape expérimentale d'environ deux semaines, durant laquelle la chambre de Wilson, l'accélérateur et la source radioactive travaillaient ensemble, permettant l'essentiel des prises de vues des traces; une troisième étape de calcul et d'analyse d'environ neuf mois, durant laquelle les photographies de l'étape précédente ont été mesurées, les données analysées et les calculs de l'ionisation théorique effectuées, pour permettre la comparaison avec les résultats expérimentaux. L'auteur et ses trois collaborateurs participèrent aux deux premières étapes, tandis que l'analyse des données et les calculs étaient exécutés par l'auteur et le Dr De Marco.

SOMMAIRE

La remontée relativiste de l'ionisation spécifique primaire produite par des électrons dans un mélange hélium-alcool a été déterminée par photographie des traces post-expansion d'une chambre de Wilson. Les résultats montrent une remontée logarithmique de l'ionisation relative en fonction de p/mc pour p/mc variant entre 5 et 300. Il semble qu'un effet de densité apparaisse vers $p/mc = 678$, où le rapport de l'ionisation relative à sa valeur minimum est de $1,50 \pm 0,03$. L'erreur expérimentale moyenne dans la détermination de l'ionisation primaire d'une trace unique de 49 cm de longueur est de 7,8 % (déviations standard), ce qui n'est guère plus grand que l'erreur statistique attendue, bien que des fluctuations considérables du rendement de condensation d'une expansion à l'autre aient été constatées. L'ionisation mesurée est comparée aux valeurs calculées pour l'hélium à partir de la théorie de Budini, et l'utilisation possible de ces mesures pour l'identification de particules de haute énergie est discutée.



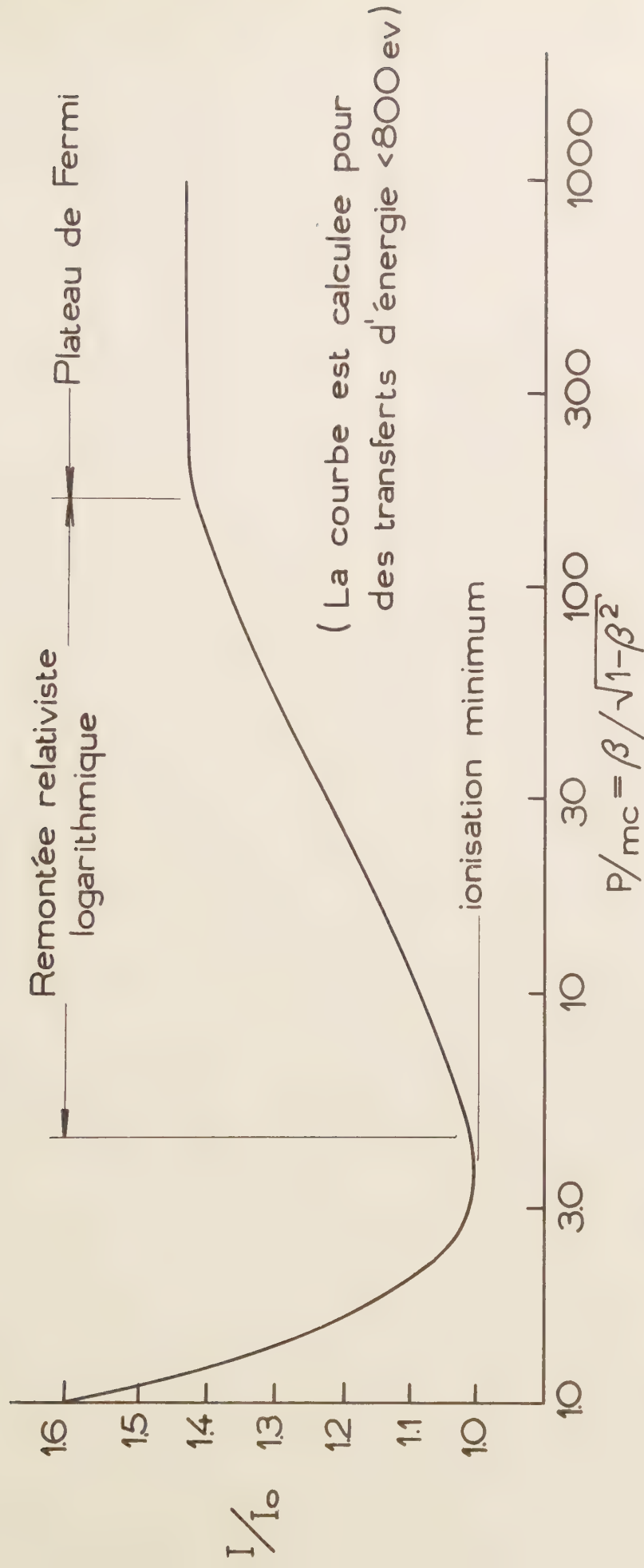
Disposition des traces dans une photographie de la Chambre Wilson

Traces de référence de Y 90

Trace dédoublée par
le champ électrique

1. INTRODUCTION

Dans le domaine expérimental ouvert par les accélérateurs de très haute énergie, l'identification des particules est un problème fondamental, que ce soit dans les faisceaux transportés vers les détecteurs ou dans les germes résultant d'interactions de ces faisceaux avec les cibles placées dans les appareillages de détection. Aux énergies relativistes, toutes les particules fondamentales se déplacent à des vitesses proches de celle de la lumière, de telle sorte que les méthodes de discrimination de ces particules basées directement sur leur vitesse ne sont pas très efficaces. L'ionisation produite par une particule chargée se déplaçant à la vitesse βc est proportionnelle à $\log (\beta / \sqrt{1 - \beta^2})$ pour $\beta \rightarrow 1$, et permet donc une mesure précise dans le domaine relativiste (Figure 1). Képler, d'Andlau, Fretter et Hansen⁽¹⁾, Rousset, Lagarrigue, Musset, Rançon et Sauteron⁽²⁾ ont souligné l'importance des mesures d'ionisation pour l'identification des particules de haute énergie. Ils ont déterminé la remontée relativiste de l'ionisation probable dans différents gaz et mélanges de gaz, employant les techniques de



Ionisation probable relative au minimum dans l'hélium

à température et pression normales

(Sternheimer P.R. 103, 511, 1956)

fig.1

la chambre de Wilson. L'ampleur de l'accroissement logarithmique de l'ionisation, donc son utilité, dépend de la densité du milieu ionisé. Elle est beaucoup plus grande dans les gaz que dans les liquides. Dans l'hydrogène liquide par exemple, le plateau de Fermi⁽³⁾ est situé à moins de 3% au-dessus de l'ionisation minimum, ceci d'après des données expérimentales^{*}. Dans l'hélium, le plateau est environ 40% au-dessus du minimum. Sur la figure 1, la courbe théorique de Sternheimer⁽⁴⁾ représentant l'ionisation probable dans l'hélium aux conditions normales de température et de pression, concorde bien avec les résultats expérimentaux de Fretter et collaborateurs. La portion de courbe la plus intéressante ici est la remontée logarithmique située entre $p/mc = 5$, et $p/mc = 200$ qui permet de déterminer p/mc par mesure de l'ionisation. Si la quantité de mouvement est mesurée indépendamment, la masse de la particule ionisante s'obtient à partir de $m = (p/c)/(p/mc)$. Lagarrigue et coll., Fretter et coll. ainsi que d'autres chercheurs⁽⁵⁾ travaillant dans ce domaine, ont déterminé l'ionisation probable en comptant les gouttelettes sur des photographies de traces pré-expansion diffuses dans la chambre de Wilson. Toutes ces expériences ont été faites sur des particules du rayonnement cosmique de faible intensité :

* communication privée du Dr. D.R.O. Morrison.

un système de compteurs sélectionnait les événements de haute énergie et déclenchait la chambre de Wilson, ceci ne permettant que des mesures de traces pré-expansion en nombre raisonnable.

Les accélérateurs de particules offrent des intensités plus élevées ainsi que le choix du délai entre le temps d'arrivée des particules et l'expansion de la chambre. Ceci suggère l'emploi de traces post-expansion lorsqu'un déclenchement contrôlé par compteur n'est pas essentiel. Cette possibilité offre une série d'avantages distincts :

- (a) Les mesures d'ionisation primaire de traces post-expansion sont bien moins sensibles aux fluctuations du rendement de condensation relative $(\theta)^*$ d'une expansion à l'autre. Si les conditions d'expansion sont contrôlées, un rendement de condensation de 100% sur les ions positifs** devrait être facile à maintenir⁽¹⁾, ceci en dépit des fluctuations de θ . Ainsi, tous les événements primaires donneraient lieu à une condensation. Le nombre de tels événements par centimètre de trace est dénommé ionisation spécifique primaire.

*

$$\theta = \frac{\text{Nombre de gouttelettes formées sur ions } (-)}{\text{Nombre de gouttelettes formées sur ions } (+)}$$

**

$$\text{R.C.}(+) = \frac{\text{Nombre de gouttelettes formées sur ions } (+)}{\text{Nombre d'ions } (+)}$$

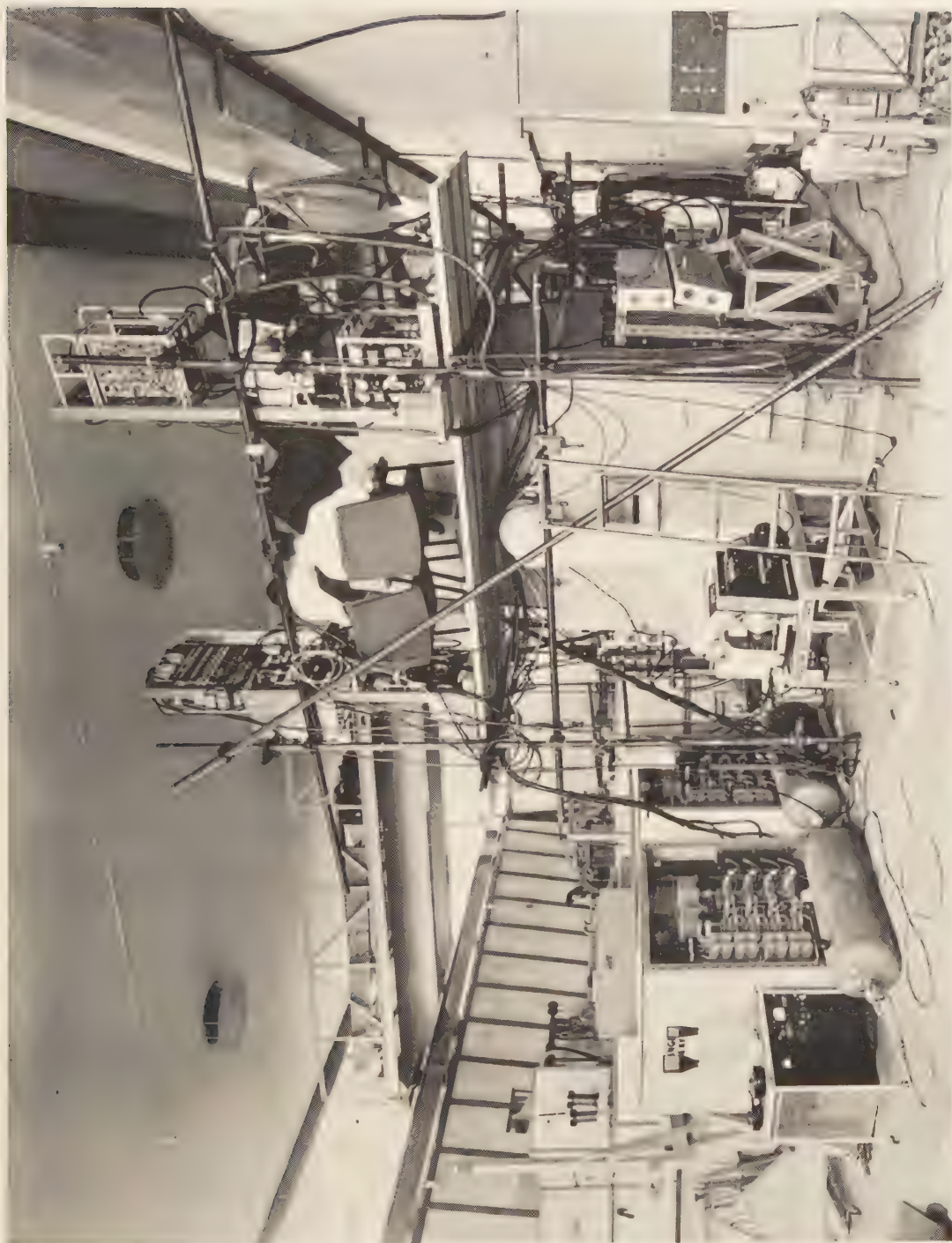
- (b) La mesure de l'ionisation primaire de traces post-expansion évite des erreurs dues aux fluctuations prononcées du nombre d'ions produits par chaque collision primaire. Ces fluctuations sont la cause d'une queue vers les hautes énergies dans la distribution de l'ionisation totale de Landau⁽⁶⁾ et peuvent devenir une source appréciable d'erreurs dans la mesure de l'ionisation probable.
- (c) La courbure de la trace peut être mesurée avec plus de précision si celle-ci est plus étroite et mieux définie.
- (d) Les particules traversant la chambre de Wilson après que les mouvements principaux du gaz dus à l'expansion ont eu lieu, la distorsion des traces sera sensiblement réduite.
- (e) La distorsion se trouvera également réduite car le délai entre le passage des particules et la prise de vues est plus court, aucun temps n'étant perdu pour permettre la diffusion des ions.

L'identification, à partir de traces post-expansion, de particules accélérées artificiellement peut être alors moins difficile que l'identification au moyen de traces pré-expansion : les conditions permettant une mesure précise de la quantité de mouvement dans le premier cas étant également les conditions nécessaires pour une mesure précise de l'ionisation primaire.

La validité de ce raisonnement repose sur l'existence d'une remontée relativiste de l'ionisation primaire comparable à celle de l'ionisation probable. Des calculs basés sur la théorie de Budini (§ 5.1) indique que ces remontées sont comparables, mais jusqu'à ce travail, aucune expérience publiée* n'avait confirmé la théorie.

Nous avons choisi de mesurer la remontée relativiste dans l'hélium en raison des caractéristiques physiques de ce gaz, qui se prête bien au fonctionnement d'une chambre de Wilson et dont la structure atomique simple permet un calcul direct d'ionisation primaire à partir de la théorie de Budini.

* Hazen (7) a mesuré l'ionisation primaire de traces post-expansion de particules du rayonnement cosmique, mais n'a pas mis en évidence un accroissement relativiste. Ce résultat est non-concluante car la résolution en quantité de mouvement de son appareillage était insuffisante et le nombre des traces mesurées très petit. Hereford (8) fit aussi des mesures de l'ionisation primaire au moyen de compteurs Geiger. Il réussit à démontrer l'existence d'un accroissement, mais seulement jusqu'à $\frac{p}{mc} \sim 14^\circ$.



Vue générale de la Chambre Wilson et de son
appareillage dans la salle de protons.

2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

2.1. Disposition générale - Faisceau du synchro-cyclotron

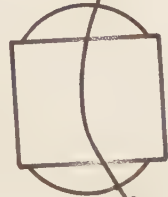
Les particules relativistes que nous avons employées étaient les électrons négatifs issus de la matérialisation de rayons γ . Ceux-ci provenaient de la désintégration des pions neutres produit dans une cible d'aluminium, par interaction nucléaire des protons du faisceau du synchro-cyclotron de 600 MeV du CERN.

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \qquad \gamma \rightarrow e^+ + e^-$$

La figure 2 montre la position de la chambre de Wilson par rapport au faisceau externe de protons, à la cible, à l'aimant déflecteur et au mur de protection du synchro-cyclotron. La cible était faite d'un cylindre d'aluminium (diam. 7 cm. Long. 27 cm.) placé dans l'axe du faisceau externe de protons. Une chambre à émission secondaire placée juste devant la cible servait de "monitor" de l'intensité du faisceau. Les pions négatifs, muons et électrons, dont la quantité de mouvement était sélectionnée par l'aimant M1 et le canal de collimation du mur de protection, étaient déviés dans la "salle des protons" par l'aimant M2. L'intensité du faisceau était ajustée de telle manière que 5 à 10 particules au plus du faisceau traversent la chambre de Wilson à chaque expansion.

Salle des protons

M₁



Cible

Faisceau externe
de protons

Monitor



Tube à vide
H-u-e faisceau

M₂



Chambre de
Wilson et source
radioactive (S)

Mur de protection

Synchrocyclotron du
CERN 600 MeV



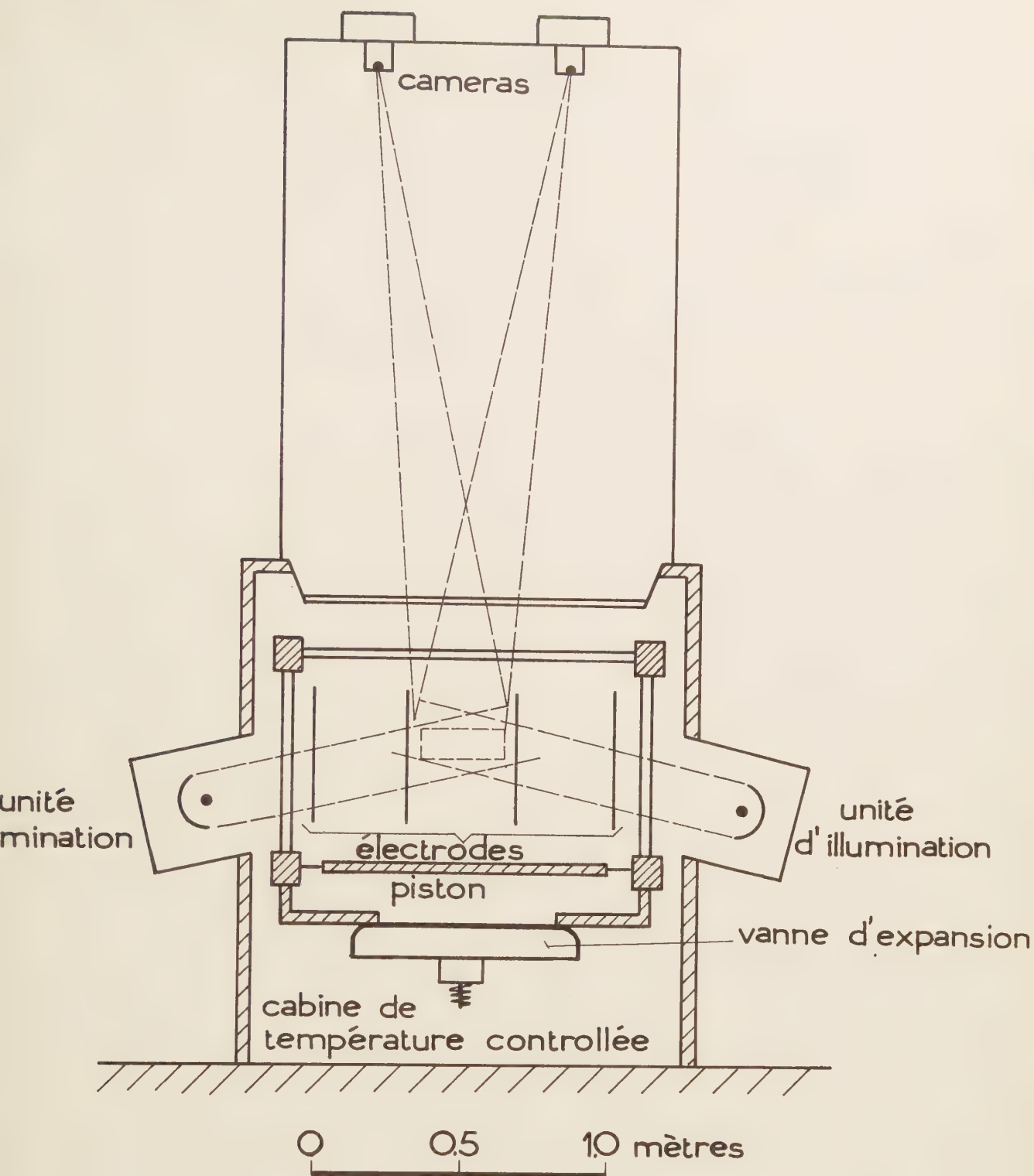
fig.2

Un télescope de compteurs, monté à l'emplacement occupé plus tard par la chambre de Wilson, permit les mesures préliminaires de l'intensité du faisceau et de sa dispersion en quantité de mouvement. La calibration en quantité de mouvement du courant dans les aimants M1 et M2 s'obtient par mesure différentielle du parcours des pions contenus dans le faisceau, ceci au moyen des mêmes compteurs. Ainsi des particules de 15 à 350 MeV/c pouvaient être sélectionnées avec une précision d'environ 3% sur la quantité de mouvement moyenne. La limite supérieure des quantités de mouvement était donnée par la dissipation maximum de l'aimant M2. La mesure du parcours servit aussi à estimer le contenu en pions du faisceau, bien que ceci ne fut possible que pour des quantités de mouvement voisines de 250 MeV/c. Dans ce domaine, le faisceau est constitué pour 60% de pions et de muons. En raison d'une diffusion excessive dans l'absorbeur, des mesures de parcours n'étaient plus praticables à 350 MeV/c tandis que pour des quantités de mouvement inférieures à 80 MeV/c les pions et muons avaient un parcours si petit qu'il leur était pratiquement impossible d'atteindre la chambre de Wilson. Le cas échéant, on aurait pu les identifier en raison de leur ionisation relative très élevée.

Une source radioactive produisait les électrons d'ionisation minimum servant à calibrer les conditions d'expansion de la chambre de Wilson. Le système (S) injectait les électrons dans la chambre dans la direction opposée à celle du faisceau du synchro-cyclotron (§ 2.4).

2.2. Chambre de Wilson

Une grande chambre de Wilson (dimensions internes 130x100x80 cm) employée précédemment à des travaux sur les rayons cosmiques, fut utilisée avec le piston en position horizontale (figure 3). La chambre était remplie d'hélium pur à 99,9% et de vapeur d'alcool éthylique à 95%, donnant une pression totale de $775 + 39 = 814$ mm Hg quand le piston occupait la position inférieure. Elle fonctionnait dans une cabine isolée thermiquement, la température de l'air étant maintenue à $18,5 \pm 0,5^{\circ}\text{C}$. (Durant une partie des expériences, la température de la cabine fut portée à $20 \pm 1^{\circ}\text{C}$). Le rapport d'expansion était contrôlé par mesure de la capacité du condensateur formé par le piston et la masse, cette information actionnant un servo-système pneumatique. Celui-ci contrôlait la position du piston à $\pm 0,1$ mm., donc le rapport d'expansion à $\pm 0,15^{\circ}/\text{oo}$. Les électrodes du champ de nettoyage se composaient de fils anodisés noirs, de 3 mm. de

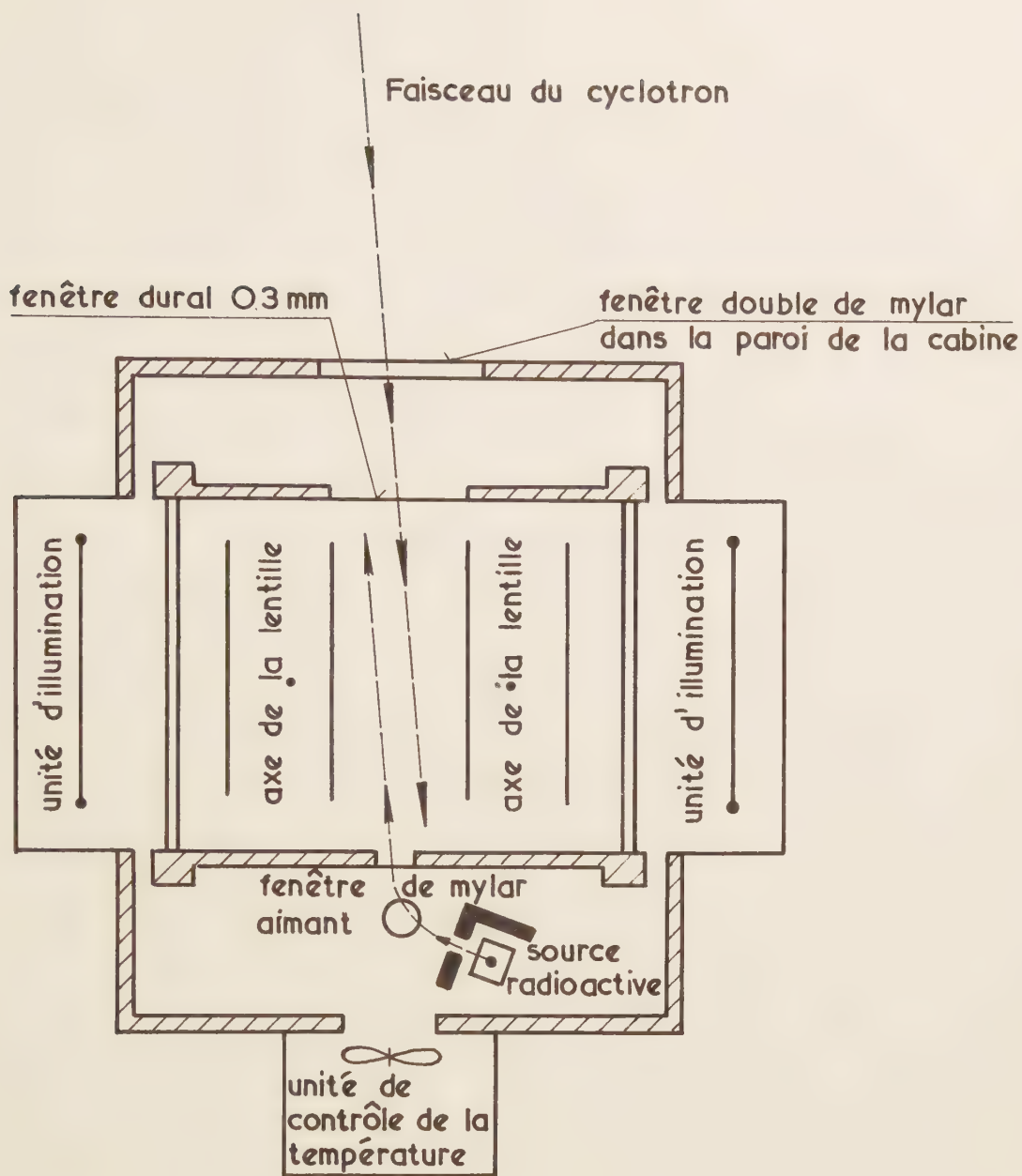


Vue schématique de la chambre de Wilson
et de son appareillage dans la direction du
du faisceau du cyclotron

fig. 3

diamètre, disposés selon les figures 3 et 4. Un champ électrique de nettoyage de 130 Volts/cm était appliqué pendant 130 msec, juste avant l'expansion qui durait 50 msec. Celle-ci était suivie, après un délai de 0,5 sec., d'une recompression semi-rapide durant 0,8 sec.

La durée du cycle était d'environ 15 min., le choix de cette durée est déterminé essentiellement par le temps requis par la vapeur perdue lors de l'expansion rapide pour se redistribuer. La vitesse de redistribution fut augmentée en actionnant la chambre presque sans gradient vertical de température. Un faible gradient était établi pour empêcher la condensation sur les fenêtres de la chambre. Des thermo-couples disposés au voisinage de la surface du velours du piston permettait d'enregistrer le temps requis par la vapeur pour atteindre son équilibre, ceci par mesure des changements de température dus à l'évaporation de l'alcool contenu dans le velours. Pendant les expériences, les températures du piston et de la glace supérieure furent enregistrées ainsi que le rapport d'expansion, la pression dans la chambre avant l'expansion et en fin d'expansion.



Vue en plan de la chambre de Wilson et de son appareillage

fig. 4

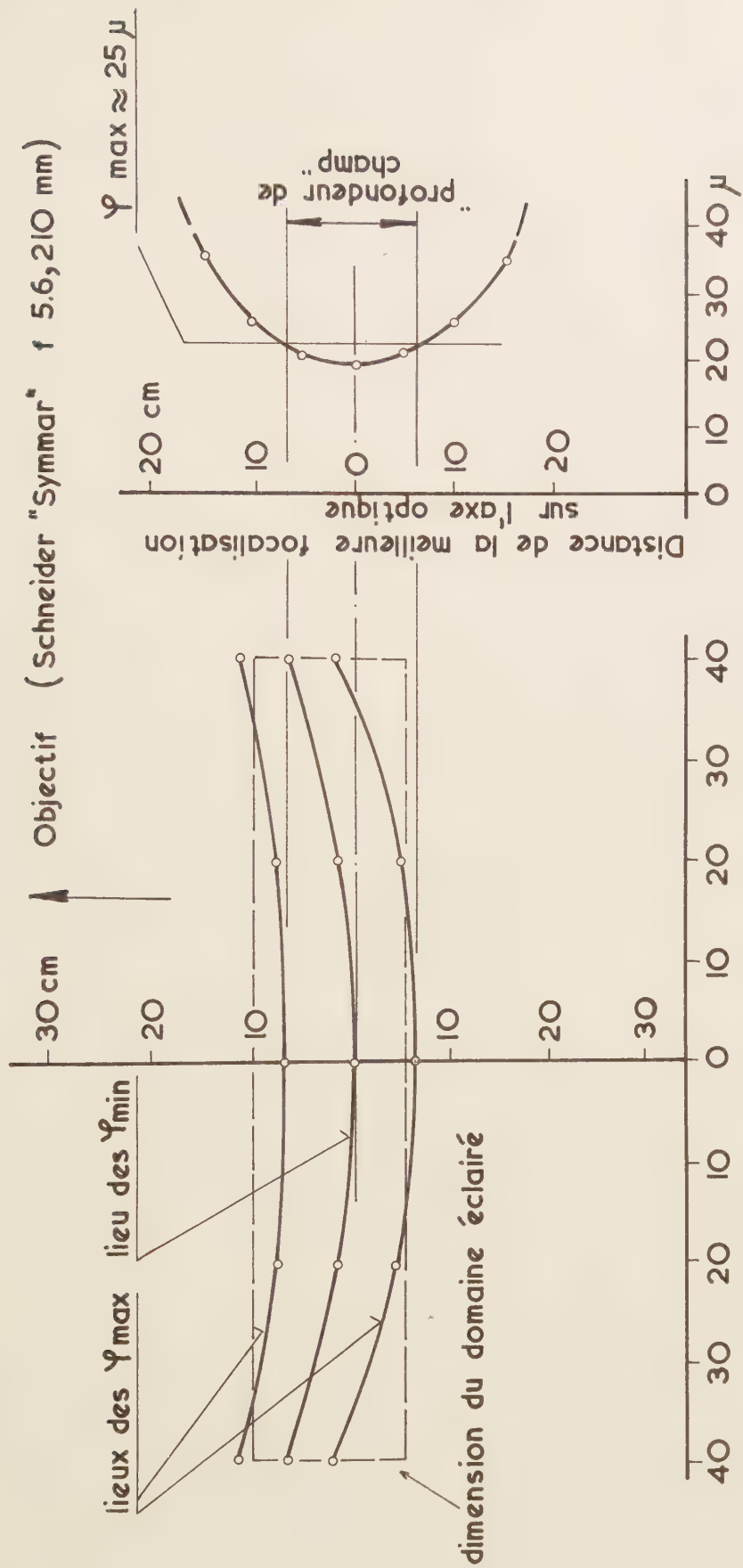
2.3. Photographie

La région centrale de la chambre, un volume $80 \times 30 \times 15$ cm était illuminée par deux faisceaux parallèles inclinés de 10° par rapport à l'horizontale, provenant de lampes à décharge au xénon de 4000 joules (figure 3). De cette manière, on gagnait un facteur 2 dans la lumière diffusée par les gouttelettes par rapport à l'illumination normale à 90° . Les lampes étaient déclenchées 300 msec après le déclenchement de l'expansion et la durée du flash était d'environ 2 msec. La région illuminée était photographiée stéréoscopiquement d'une distance de 240 cm, la réduction moyenne étant de 10 et l'angle stéréoscopique de 14° .

Afin d'obtenir de bonnes images des gouttelettes, quelle que soit leur position dans le domaine illuminé, on prit un soin tout particulier au choix des objectifs et à la mise au point de chaque caméra.

Les caractéristiques optiques de plusieurs objectifs commerciaux furent déterminées. On examina au moyen d'un microscope l'image d'une ouverture de 16 microns de diamètre illuminée et située en plusieurs points représentatifs de l'espace-objet. Les objectifs Schneider "Symmar" donnèrent les meilleurs résultats. Des photographies de la source ponctuelle furent prises au moyen de ces objectifs à $f : 20$ et réduction $1 : 10$ sur film Kodak Plus-X, ce dernier étant développé dans leur révélateur D19B pendant 5 min. à 18°C . La figure 7 indique le résultat de ces essais. Le diagramme de droite montre la variation du diamètre de l'image de la source ponctuelle en fonction de la position de celle-ci le long de l'axe de l'objectif, dans l'espace-objet. Ce diamètre était mesuré au moyen d'un micromètre oculaire dans un microscope de grossissement $240\times$.

Au cours de ces mesures, on dut prendre un soin particulier à l'exposition du film, qui fut maintenue constante pendant les séries de prises de vues à une valeur donnant une image bien focalisée dans l'axe, d'un diamètre environ égal au diamètre de diffraction (dans notre cas, 20 microns).



Diamètre de l'image sur le film (φ)

Distance à l'axe optique (cm)

Mesures d'un Objectif

fig. 7

Toujours d'après la figure 7, le contraste de l'image d'une gouttelette diminue tandis que le diamètre de celle-ci augmente : à 35 microns de diamètre, l'image est si faible et irrégulière qu'elle devient inutilisable pour le comptage des gouttelettes. Le contraste reste excellent jusqu'à 25 microns et cette valeur peut servir de définition dans la détermination de la profondeur de champ utile. Des diagrammes similaires furent enregistrés pour les variations du diamètre de l'image, à différents angles à partir de l'axe optique; ces résultats sont portés dans le diagramme de gauche de la figure 7. Ce dernier montre le volume de champ utile couvert par les objectifs "Symmar", c'est-à-dire le volume de l'espace-objet dans lequel une source ponctuelle de position arbitraire donnera une image sur le film d'un diamètre ≤ 25 microns avec un bon contraste. Bien que les "Symmar" donnent des résultats excellents jusqu'à des angles de champ de l'ordre de 15° , la courbure de champ est considérable. En effet, la flèche de la courbure de champ est comparable à la profondeur de champ dans le voisinage de l'axe optique. Ainsi des traces rectilignes, perpendiculaires à l'axe optique, ne seraient plus focalisées parfaitement sur toute leur longueur. Pour y remédier, les plaques de pression des films dans les caméras furent incurvées dans la direction de l'axe longitudinal de leur cadre : l'essentiel de la

courbure de champ était ainsi compensée, en ajustant la courbure de la surface du film à la courbe de l'image d'une trace rectiligne passant dans le volume illuminé, parallèlement à cette direction. En inclinant légèrement les axes des lentilles, de telle sorte qu'ils divergent au-dessous de celles-ci, la courbure de champ selon le petit axe du cadre était également compensée. De cette manière, la résolution et le contraste des gouttelettes occupant une position arbitraire dans la région illuminée étaient excellents.

2.4. Source radioactive pulsée d'électrons

Un traits essentiels de cette expérience était l'injection, à chaque détente, de particules d'ionisation minimum de référence. Les traces de référence sur les photographies nous permettaient de mesurer directement l'ionisation relative des particules de haute énergie, ceci indépendamment des petites variations de la pression, de la température et de la densité de vapeur dans la chambre de Wilson. Les particules de référence étaient des électrons dont la quantité de mouvement p variait entre 1,6 et 2,0 MeV/c provenant d'une source radioactive contenant 25 millicurie

de Strontium 90 à travers un aimant qui sélectionnait la quantité de mouvement (figure 4). Cette dernière grandeur fut calculée à partir de la géométrie de l'aimant et de son courant et vérifiée en mesurant le parcours des électrons dans l'aluminium.

Afin d'obtenir un contrôle rapide et souple du temps d'injection des électrons de référence, on construisit un obturateur actionné par un solénoïde, pouvant ouvrir ou fermer en 0,8 msec et donnant des expositions reproductibles jusqu'à une durée de 4 milliseconde. Le solénoïde était commandé par un circuit électronique similaire à ceux des enregistreurs rapides. Le système injectait deux impulsions d'électrons dans la chambre de Wilson au travers d'une fenêtre de "mylar" épaisse de 2 mg/cm^2 : la première impulsion arrivait 15 milliseconde après le signal de déclenchement de l'expansion et la seconde 150 msec après. Les ions positifs et négatifs étaient séparés en temps opportun par un champ électrique, de telle sorte que l'efficacité de condensation relative puisse être déterminée à chaque expansion (§ 3.4). La figure 5 montre la programmation du champ électrique, des impulsions d'électrons et des signaux de déclenchement de la détente et des lampes.

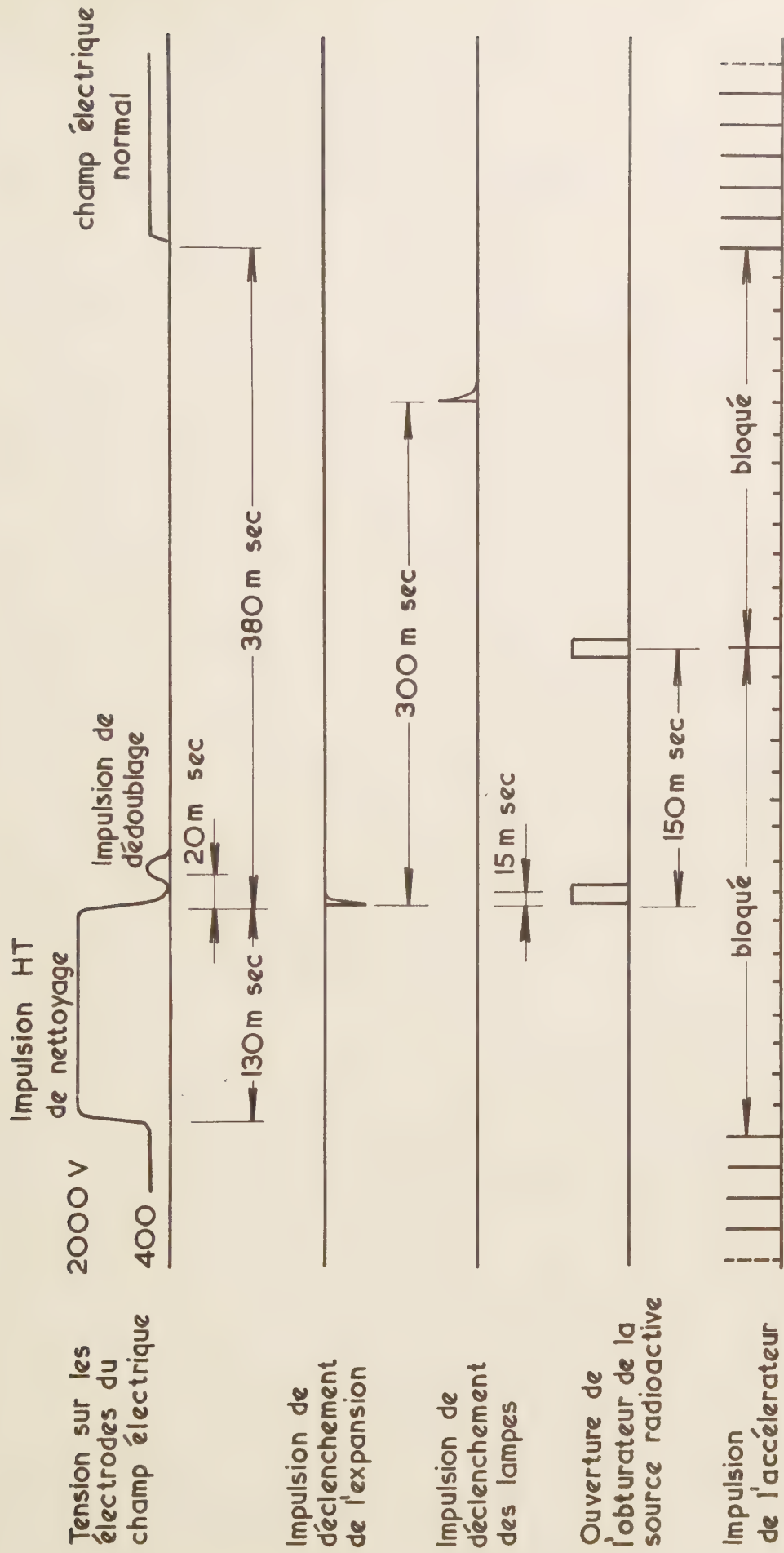


Diagramme de programmation temporelle

fig. 5

2.5. Programmation de la chambre de Wilson et du synchro-cyclotron

Le cyclotron fonctionne normalement à raison de 55 impulsions par seconde, avec une durée d'impulsion de l'ordre de 100 μ sec. Pour travailler avec la chambre de Wilson, l'accélérateur était commandé par un des oscillateurs des circuits électroniques de la chambre, délivrant les impulsions de déclenchement nécessaires. Un circuit de programmation bloquait ces impulsions pendant que le champ de nettoyage à haute tension était enclenché et pendant le délai du flash, excepté pour une impulsion apparaissant 150 msec après le déclenchement de la détente. La figure 5 montre la séquence des impulsions. De cette manière, nous obtenions les traces post-expansion du faisceau de l'accélérateur, formées au même instant que les traces de référence de la source radio-active, avec une erreur seulement de quelques msec, due aux fluctuations du mécanisme d'obturation de la source.

La haute tension de nettoyage (2 kv. sur chaque électrode) et le blocage des impulsions indésirables de l'accélérateur permirent des photographies de traces avec un fond non excessif.

3. MESURES DES PHOTOGRAPHIES

3.1. Mesures des intervalles

La photographie de la figure 6 montre l'aspect d'une trace post-expansion. La structure de la trace indique qu'en dépit d'une sursaturation bien établie lors de sa formation, les ions primaires et secondaires résultant d'une collision primaire unique diffusent généralement assez pour permettre la formation de plus d'une gouttelette. La densité des gouttelettes ne correspondait donc pas exactement à l'ionisation spécifique primaire que nous désirions déterminer, ce résultat était aussi affecté par les fluctuations du rendement de condensation relative. Ceci nous décida à mesurer la distribution des intervalles entre les centres des images des gouttelettes le long de la trace et à chercher la composante de Poisson correspondant à la distribution des événements primaires, plutôt que d'essayer de formuler des règles pour l'identification des groupes primaires. Les mesures furent exécutées au moyen d'un microscope stéréoscopique agrandissant 40 fois l'image du film.



-



+



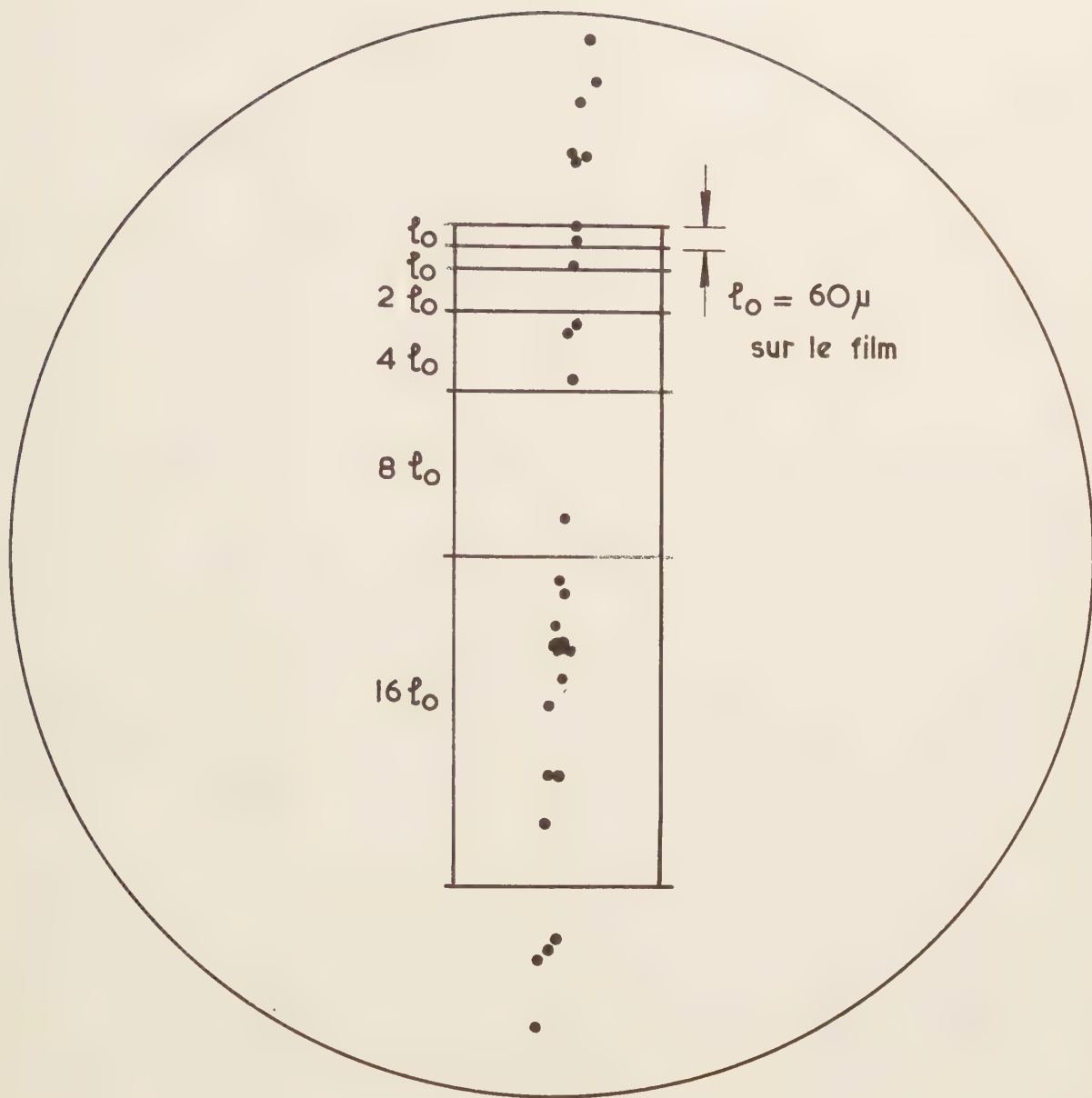
Trace dédoublée par
le champ électrique

Trace post-expansion

Figure 6

Un réticule spécial (figure 8) dans un des oculaires du microscope servait à classifier les intervalles, l'intervalle de base ℓ_0 de ce réticule correspondant à 60 microns sur le film. Ce réticule est similaire à celui proposé par O'Ceallaigh⁽⁹⁾ pour le comptage des intervalles dans les émulsions. On procédait à la mesure des intervalles de la manière suivante : la ligne zéro du réticule était placée sur le centre estimé de l'image d'une gouttelette et on notait le compartiment de la grille dans lequel tombait le centre de la gouttelette suivante. Lorsque ce dernier coïncidait avec la ligne de jonction des deux compartiments, la gouttelette était attribuée au plus élevé. La ligne zéro était alors déplacée sur le centre de l'image de la gouttelette classée et le centre de l'image de la gouttelette suivante était noté et ainsi de suite. Le résultat complet d'un comptage d'intervalles se présente ainsi sous la forme d'une série de 5 chiffres $N_0 N_1 N_2 N_4 N_8$, chacun représentant le nombre d'intervalles dénombrés dans les régions $0 - \ell_0$, $\ell_0 - 2\ell_0$, $2\ell_0 - 4\ell_0$, $4\ell_0 - 8\ell_0$ et $8\ell_0 - 16\ell_0$ respectivement.

La distribution intégrale des intervalles de 25 traces d'ionisation minimum est représentée sur la figure 9. A part le premier point $N_{>0}$, les points suivent très bien



Réticule oculaire du microscope

fig. 8

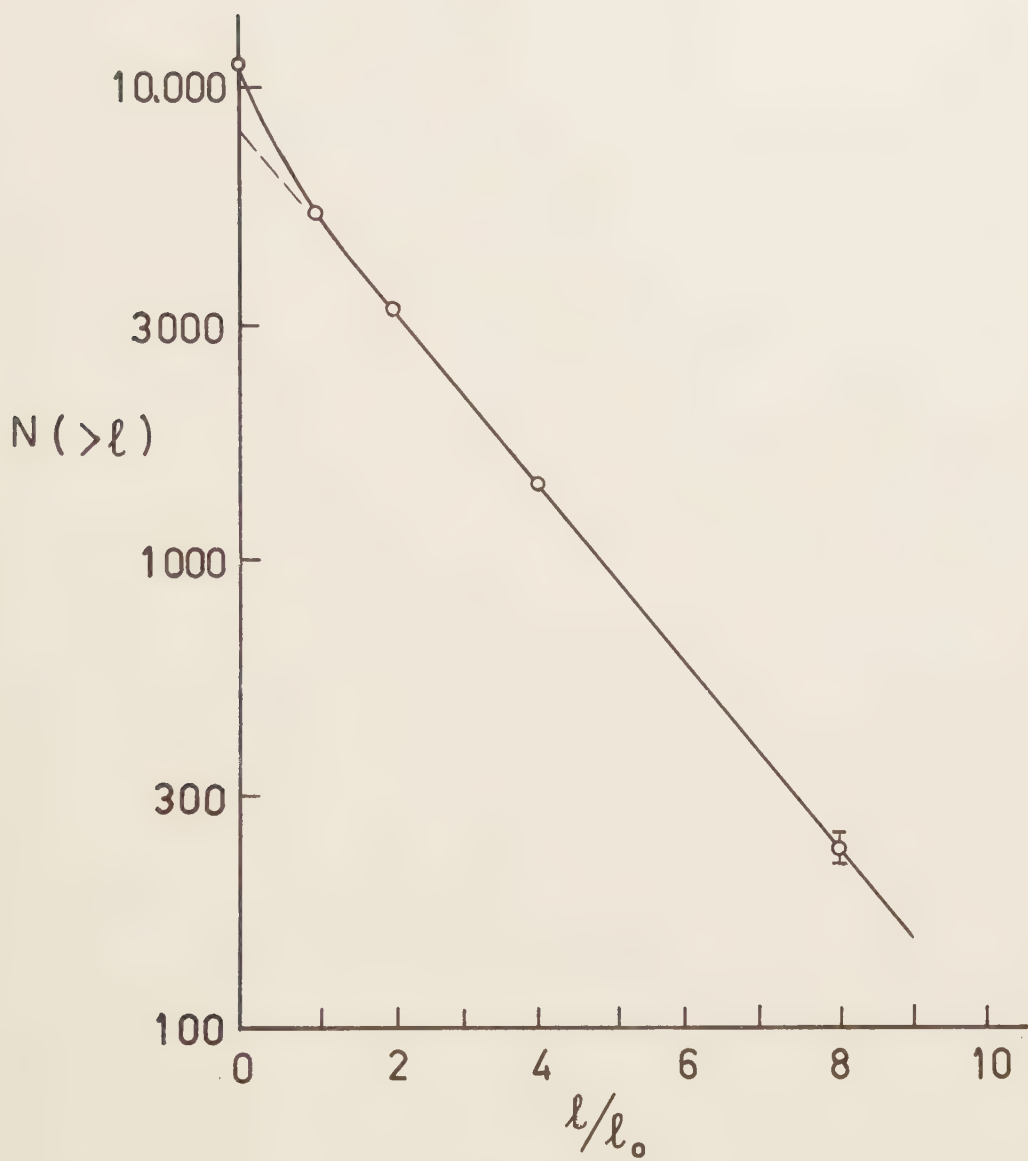


Figure 9

la loi de distribution

$$N_{>l} = N e^{-jl} \quad (1)$$

La déviation du point $N_{>0}$ est attribuée à la diffusion des ions secondaires durant la formation de la trace. En comparant l'équation (1) à la loi de distribution des intervalles entre des événements primaires espacés arbitrairement d'une densité moyenne I par cm :

$$n_{>l} = n e^{-Il} \quad (2)$$

j , la pente de la distribution expérimentale (sauf $l < l_0$) peut être identifiée à l'ionisation primaire I . La meilleure valeur de j pour chaque trace et son erreur statistique Δj furent déterminées à partir des 4 nombres $N_1 N_2 N_4 N_8$ par la méthode dite de plus grande vraisemblance (maximum likelihood method)⁽¹⁰⁾. Pour déterminer l'ionisation relative des particules du synchro-cyclotron, l'ionisation minimum pour chaque photographie fut calculée en prenant la moyenne pondérée $\bar{j}_{\min}$ des " j " des traces sur la même photo, des électrons provenant de la source radioactive.

L'ionisation relative était alors donnée par

$$j_{rel} = j / \bar{j}_{min} \quad (3)$$

3.2. Densité des gouttelettes de fond

Avant d'entreprendre le comptage d'une trace particulière, les photographies stéréoscopiques de la trace étaient d'abord alignées sur la platine du microscope de telle sorte qu'elles ne donnent plus qu'une seule vue à trois dimensions. Durant la mesure des intervalles, l'illumination indépendante de chacune des deux photos était alternativement déclenchée par un dispositif automatique, entre des périodes d'illumination simultanées. De cette façon, l'impression de profondeur était conservée, mais les gouttelettes n'appartenant pas à une trace se distinguaient facilement en raison de leur disparition intermittente. Cette méthode s'est avérée plus rapide et plus sûre que celle reposant uniquement sur la vision stéréoscopique. Cette méthode éliminait effectivement la possibilité d'admettre dans la mesure, des gouttelettes distantes de plus de 0,5 mm du centre de la trace.

Afin d'estimer le nombre des gouttelettes fortuite-
ment présentes dans un volume autour de la trace définie par
ce rayon et n'ayant aucune relation avec les événements pri-
maires, la densité des gouttelettes dans le volume sans trace
a été déterminée dans les conditions les plus mauvaises. Elle
n'excédait jamais 1 à 2 gouttelettes par cm^2 . Le volume d'une
trace de 50 cm comprenant environ 400 événements primaires
est de l'ordre de $0,4 \text{ cm}^2$. La contribution du fond à la
mesure est donc de l'ordre de 1 pour mille.

Des portions de traces furent impossibles à compter
en raison de la haute densité locale du fond (tels que vieilles
traces ayant diffusé ou recoupements). Elles furent simplement
écartées. Le microscope était équipé pour faire des mesures
de coordonnées sur les 2 vues avec une précision de ± 10 microns
et les coordonnées de chaque segment de bonne qualité furent
mesurées. La longueur de la trace et son orientation dans la
chambre de Wilson furent calculées à partir de ces coordonnées.
Celles-ci servirent aussi de point de vérification pour le
comptage des intervalles. Un opérateur expérimenté mettait
environ 10 min pour compter une trace de 50 cm et le double si

les intervalles de la première catégorie étaient inclus. L'étalonnage de la réduction de l'image d'une trace se faisait en mesurant les dimensions de l'image d'une grille de référence en fils de nylon située au-dessus de la chambre de Wilson. Le réticule était calibré par comparaison directe d'une échelle micrométrique placée à la surface du film sur la platine du microscope.

3.3. Erreurs dues au recouvrement et au comptage

La qualité des photographies était telle que les gouttelettes dont les centres étaient à plus de 10 microns les uns des autres pouvaient facilement être résolues. Il s'ensuit ainsi que, du fait que les intervalles de moins de 60 microns furent écartés en raison des interférences de diffusion, les erreurs dues au recouvrement des images étaient négligeables.

Une estimation des erreurs de comptage fut donnée en comparant les résultats de la mesure d'une trace par différents observateurs.

On trouva que sur une trace comprenant 700 goutte-
lettes, les résultats différaient rarement de plus de 4
gouttelettes, ce qui représente une erreur inférieure à
1%. L'erreur de comptage des intervalles de plus de 60 microns
fut en général inférieure à cette limite.

3.4. Mesures du rendement de condensation

La plupart des photographies contenaient au moins
une trace dédoublée par le champ électrique, nous permettant
de déterminer le rendement de condensation relatif :

$$\epsilon = \frac{\text{Nombre de gouttelettes sur ions négatifs}}{\text{Nombre de gouttelettes sur ions positifs}} \quad (4)$$

L'impulsion du champ de dédoubleage (figure 5) fut ajustée
en tension et en durée de telle sorte que la séparation entre
les colonnes d'ions positifs et négatifs soit juste suffisante
à une résolution claire de ceux-ci : une partie d'une trace
dédoublée par le champ est montrée par la photographie de la
figure 6 où la trace apparaît en grandeur véritable.

La figure 10 donne les fluctuations du rendement de condensation relatif de détente en détente, la température de la chambre de Wilson étant contrôlée à $18,8 \pm 0,2^{\circ}\text{C}$. La distribution semble s'approcher d'une Gaussienne de valeur moyenne $\bar{\theta} = 0,45$ et de dispersion $\sigma = 0,10$.

Des mesures de l'ionisation probable faites sur des traces pré-expansion diffuses sont sujettes à des erreurs de 7% en raison de ses fluctuations, le nombre des gouttelettes dans une trace diffuse étant proportionnel à $(1+\theta)$.

Fluctuations d'expansion en expansion
de l'effici ence de condensation
relative pendant la p eriode correspondant
  la fig. 16

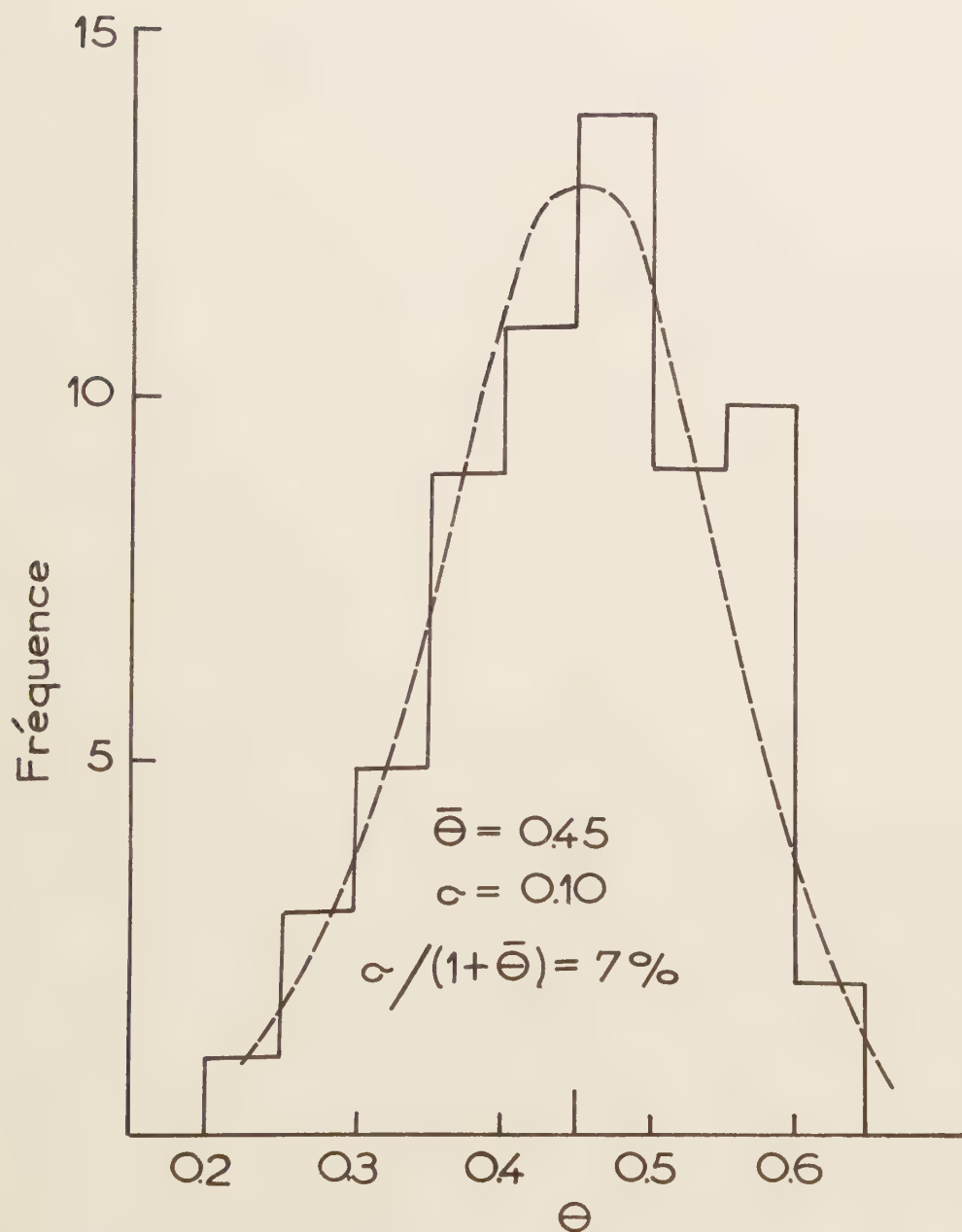


fig. 10

4. RESULTATS EXPERIMENTAUX

4.1. Remontée relativiste de l'ionisation primaire

Durant le fonctionnement de l'accélérateur et de la chambre de Wilson, 200 photographies furent prises, sur lesquelles :

- (1) au moins une trace de particule du faisceau accéléré était présente
- (2) au moins une trace de référence d'électron d'ionisation minimum
- (3) le rendement de condensation relative θ était compris entre 0,2 et 0,6.

La sélection de ces photographies résultait d'un examen préliminaire au cours duquel les traces des particules du faisceau et les traces de référence furent identifiées, ceci à partir de leur orientation par rapport aux positions de leur source ainsi que leurs diffusions multiples. Les traces de référence présentaient une sinuosité caractéristique, leur angle moyen de diffusion était de 5 à 6°, tandis que les traces des particules du faisceau étaient parfaitement rectilignes dans le domaine d'appréciation de l'oeil.

Une fois l'ionisation primaire de ces traces déterminée par ces photos, ainsi que leur orientation précise calculée d'après les mesures des vues stéréoscopiques séparées, une vérification finale de leur identité était donnée en extrapolant la direction de leur parcours. Celle-ci devait passer par les ouvertures des sources respectives - une fenêtre de "mylar" pour les particules de la source radioactive, une ouverture de 12×12 cm à la sortie de M2 pour le faisceau des particules de l'accélérateur. Les particules semblant passer par ces deux ouvertures sont éliminées.

La plupart des particules diffusées n'appartenant pas aux faisceaux véritables furent ainsi écartées. Après ces tris, il restait 296 traces utiles de particules de haute énergie couvrant un domaine de quantité de mouvement de 14,1 à 347 MeV/c.

Nous donnons d'abord les résultats des mesures des traces de particules dont la quantité de mouvement est inférieure à 80 MeV/c. Dans ce domaine, l'analyse ne présente pas encore les complications dues à la présence de pions et de muons dans les faisceaux du synchro-cyclotron (§ 2.1). Les figures 11 et 12 montrent la distribution de l'ionisation

Ionisation primaire relative de
particule de quantité de
mouvement 23.5 MeV/c

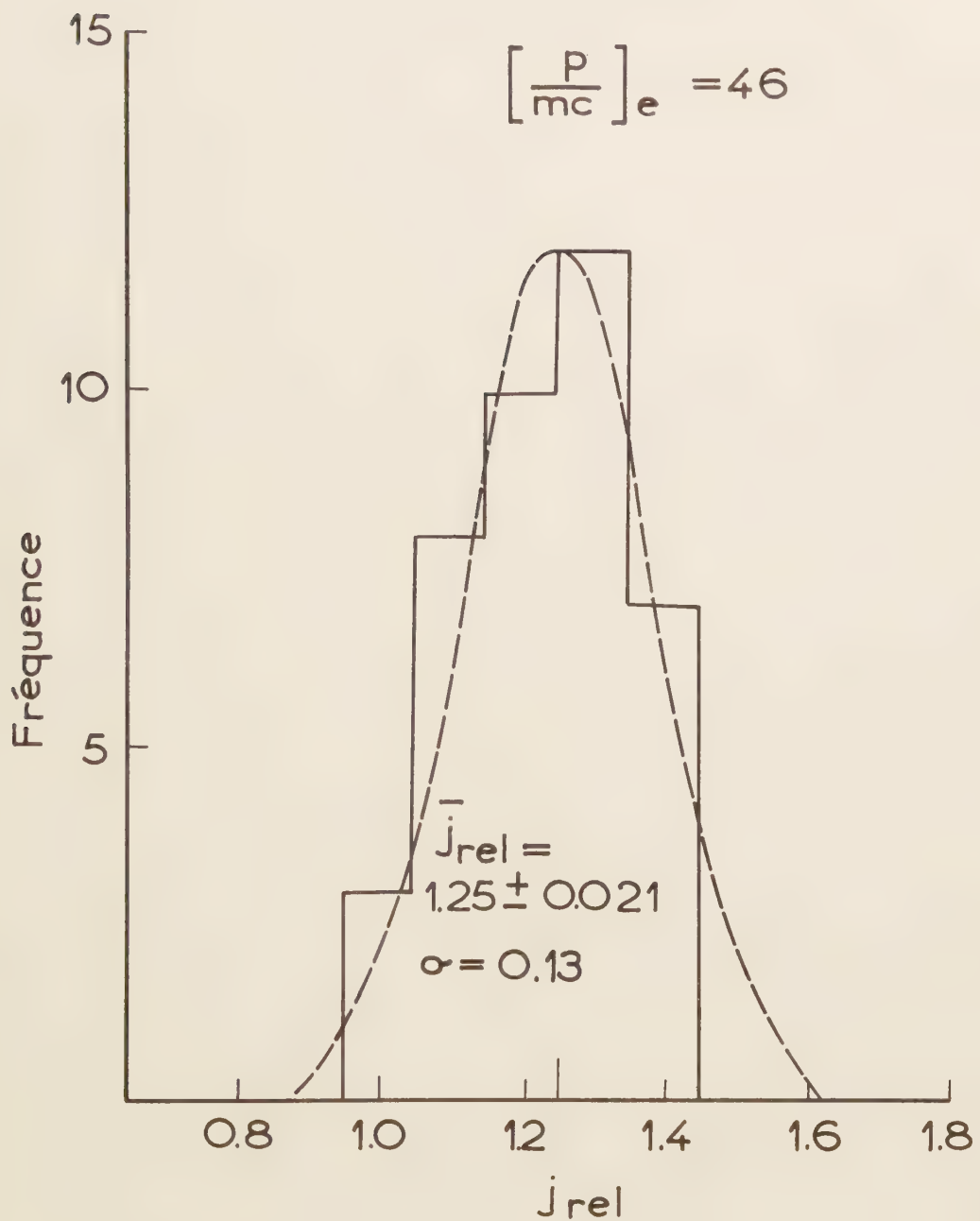


fig. 11

Ionisation primaire relative d'électrons
de quantité de mouvement 75.2 MeV/c

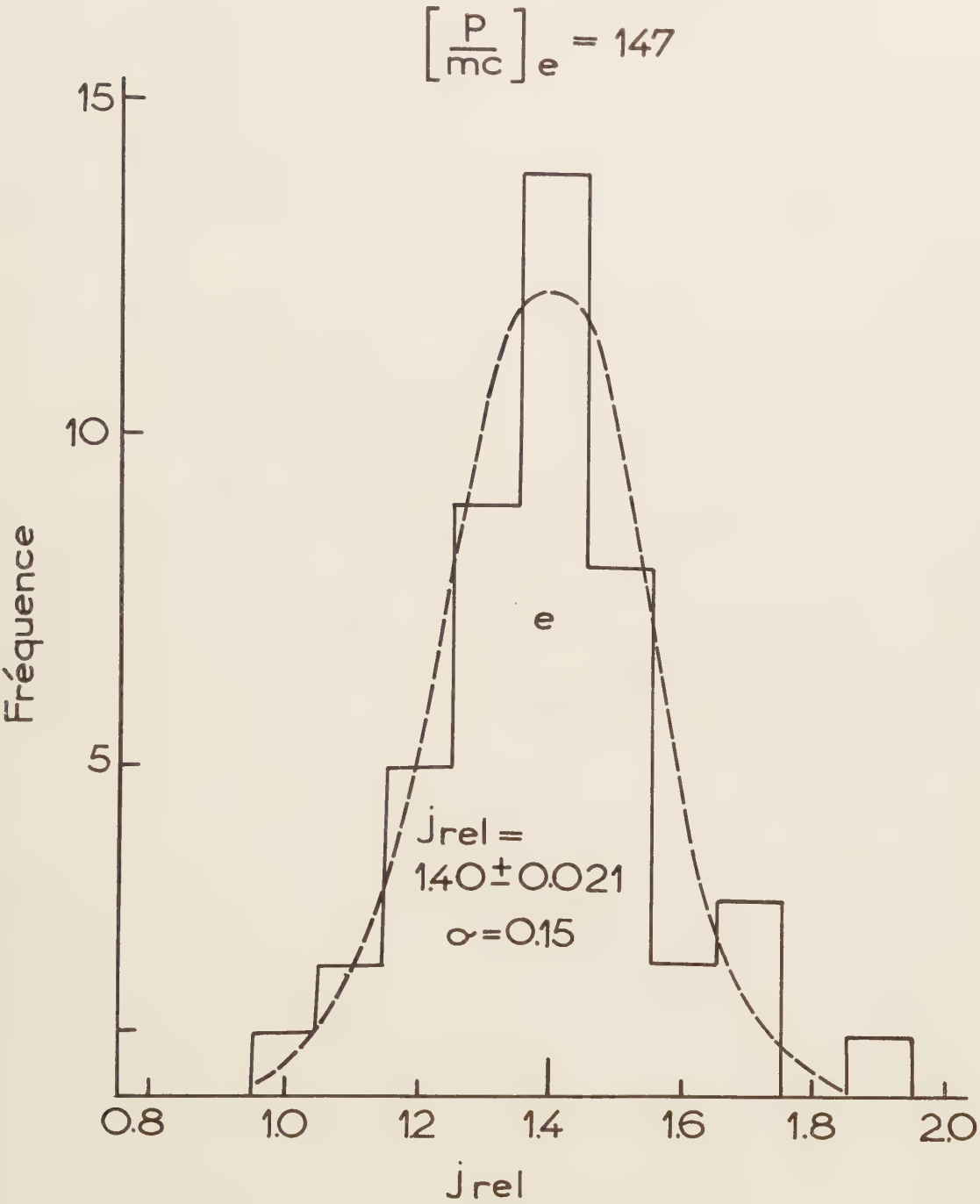


fig. 12

relative pour des particules de quantité de mouvement de 23,5 et 75,2 MeV/c respectivement. Pour chacune de ces distributions, ainsi que pour d'autres résultats aux quantités de mouvement 14,1 et 47,0 MeV/c, l'ionisation relative moyenne, la dispersion (déviati-on-type) et l'erreur sur la moyenne ont été calculées et la table 1 (a) en donne les valeurs.

p(MeV/c)	p/mc	$\bar{I}_{rel}$	σ (sd)	N	$\sigma/\sqrt{N}$
14.1	27.7	1.15	0.12	8	0.042
23.5	46.0	1.25	0.13	40	0.021
47.0	91.8	1.37	0.14	20	0.031
75.2	147	1.40	0.15	45	0.021

Tableau 1(a) - Electrons

Les mesures ont aussi été faites sur des faisceaux de particules de quantité de mouvement 235 et 347 MeV/c. Le contenu en pions et muons de ces faisceaux devait être considérable d'après des mesures faites à l'aide de compteurs. Le choix de ces quantités de mouvement fut motivé par le fait que l'ionisation produite par ces pions et muons serait voisine

de l'ionisation minimum. Avec un faisceau d'accélérateur défini à mieux de 5% dans sa quantité de mouvement, nous pouvions nous attendre à ce que les électrons relativistes produisent une ionisation suffisamment supérieure au minimum pour être facilement résolus, ceci semble être le cas dans la figure 13 qui donne la distribution des mesures de l'ionisation relative pour des particules de quantité de mouvement 235 MeV/c. En ajustant les courbes de Gauss indiquées en ligne brisée, nous avons admis que la distribution observée était une composition de 2 Gaussiennes - l'une proche du minimum d'ionisation, correspondant au contenu pions-muons du faisceau, pour lequel $p/mc = 2,67$ (moyenne pondérée) et l'autre correspondant aux électrons pour lesquels $p/mc = 678$. Cette hypothèse est étayée par l'excellente concordance de la somme des deux courbes avec la distribution totale : un test χ^2 donne $P_{\chi^2} = 85\%$. La proportion d'électrons dans le faisceau, calculée d'après le rapport des deux surfaces des Gaussiennes, est de 0,42. Il s'ensuit que le nombre des pions et muons est de 49 et celui des électrons de 34. Ce rapport est en bon accord avec les mesures préliminaires par compteurs.

Ionisation primaire relative de
particules de quantité de
mouvement 235 MeV/c

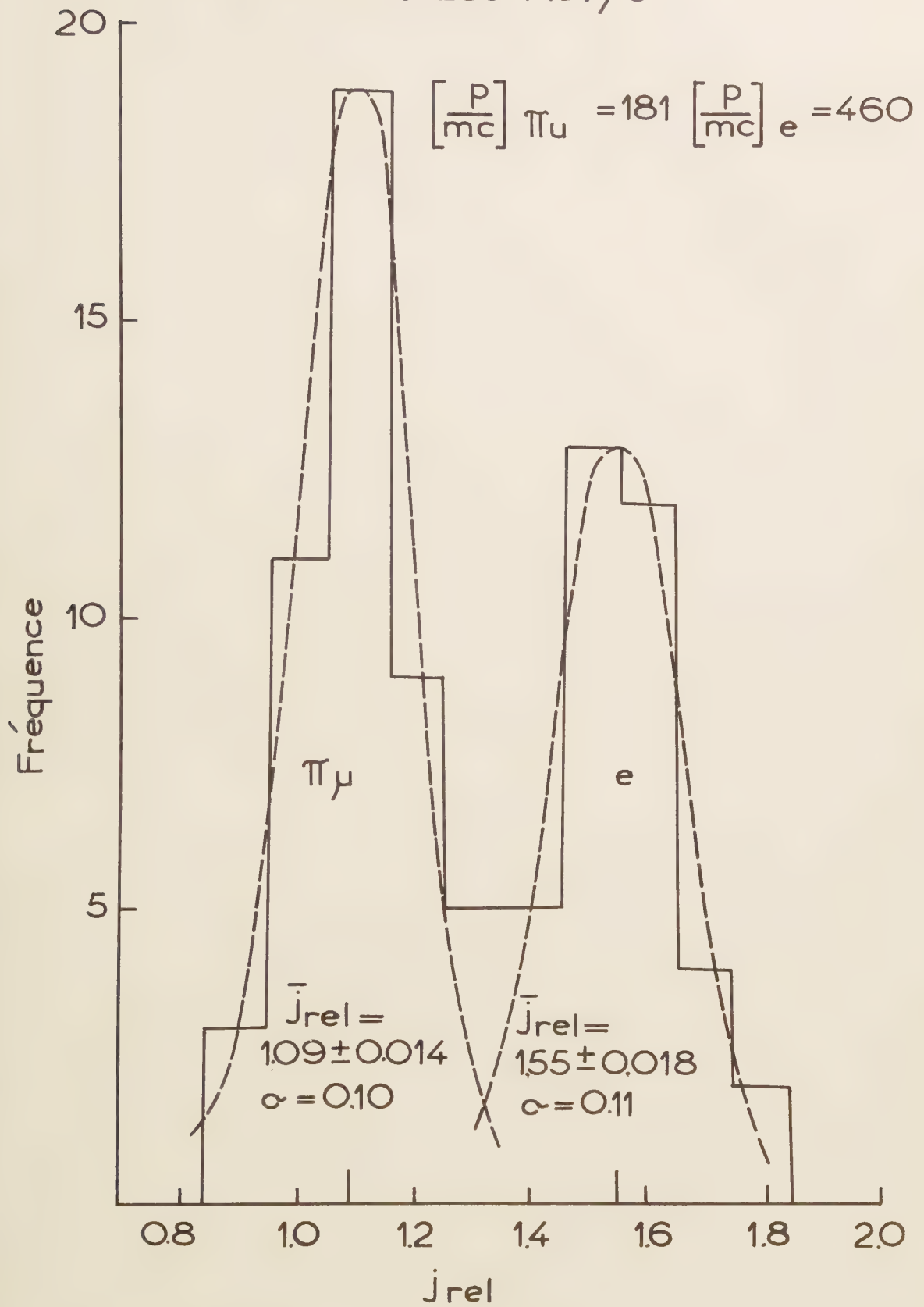


fig. 13

L'ionisation moyenne correspondant à la composante d'électrons a été prise comme la moyenne de la 2ème Gaussienne, et l'erreur sur cette moyenne calculée à partir de la dispersion divisée par la racine carrée du nombre des électrons.

La distribution des mesures d'ionisation relative pour des particules de quantité de mouvement 347 MeV/c est donnée par la figure 14. Ici également, on distingue 2 pics, mais dans ce cas, la proportion d'électrons est plus faible et par voie de conséquence, l'erreur sur l'ionisation plus grande. Les courbes de Gauss furent ajustées aux deux pics et les résultats dérivés de la même manière que dans le cas précédent. Les résultats pour les quantités de mouvement 235 et 347 MeV/c sont donnés par la table 1(b). Un diagramme montrant les points expérimentaux en fonction de p/mc est donné sur la figure 15.

$p(\text{MeV}/c)$	p/mc	$\bar{J}_{\text{rel}}$	$\sigma(\text{sd})$	N	$\sigma/\sqrt{N}$
235	460_e	1.55	0.11	34	0.018
347	678_c	1.50	0.16	32	0.029
235	1.81_π	1.09	0.10	49	0.014
347	2.67_π	1.04	0.11	68	0.013

Tableau 1(b) - Electrons et pions

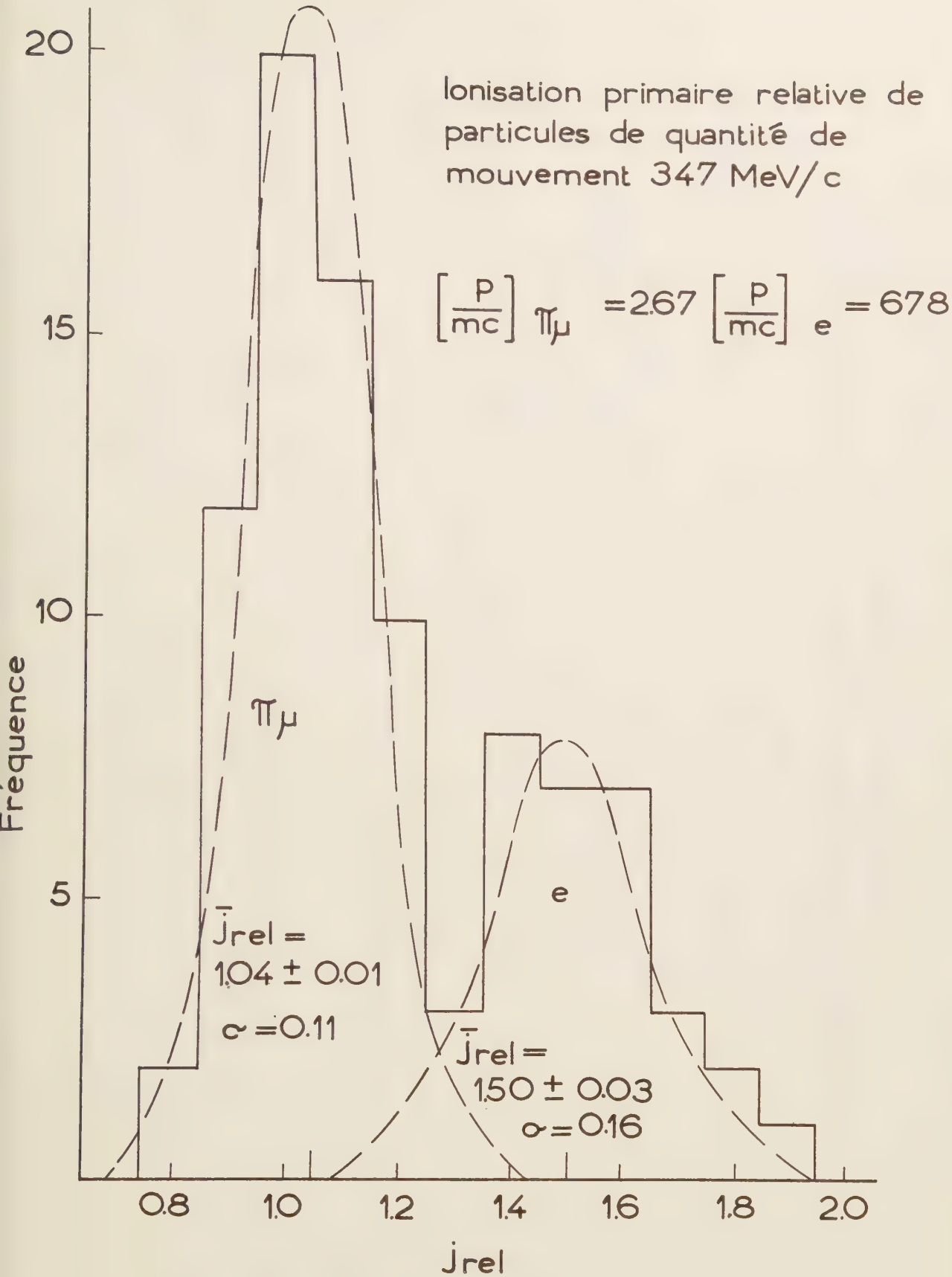
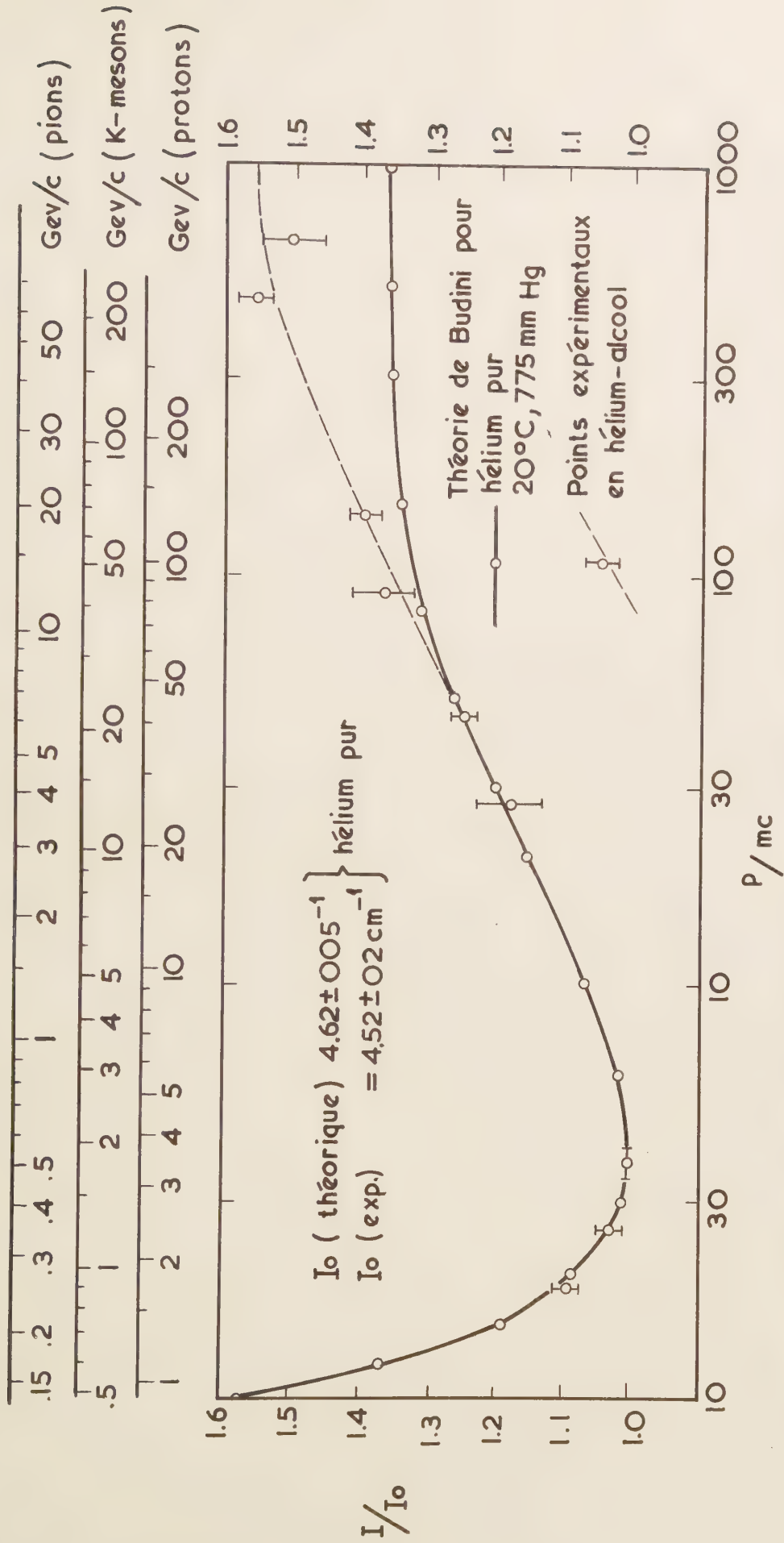


fig 14



Ionisation primaire relative dans un mélange d'hélium et de vapeur d'alcool à 20°
et pression totale de 814 mm Hg

4.2. Erreurs globales de la mesure d'ionisation d'une trace unique

La distribution des meilleures valeurs de j (§ 3.1) pour 65 traces d'ionisation minimum de 49 cm en moyenne, donnée par la figure 16, nous permet d'estimer la précision avec laquelle l'ionisation primaire d'une trace unique peut être mesurée dans notre chambre de Wilson, ceci sans calibration des photos au moyen de traces de référence. Ces traces furent formées au cours d'une série d'expériences où le piston de la chambre de Wilson était contrôlé à $18,8 \pm 0,2^\circ\text{C}$, température qu'accusaient les thermo-couples du piston. Dans ces conditions, la distribution des j concorde bien avec une courbe de Gauss : un test χ^2 pour la déviation de la Gaussienne donne $P_{\chi^2} = 80\%$. La déviation standard de la distribution est $\bar{\sigma}_{\text{exp}} = 7,75\%$, tandis que l'erreur statistique moyenne sur le nombre des intervalles comptés est de $7,28\%$. L'erreur statistique moyenne fut dérivée de j et Δj (données pour chaque trace par la méthode de plus grande vraisemblance) en calculant la moyenne pondérée en fonction de la longueur L de chaque trace.

ionisation spécifique primaire de 65 électrons
 quantité de mouvement $1.6 \leq p \leq 2.0 \text{ MeV}/c$
 Longueur moyenne des traces 49 mm
 Pression totale (He+Alc) = $814 \pm 1 \text{ mm Hg}$
 Température du piston = $18.8 \pm 0.2^\circ \text{C}$

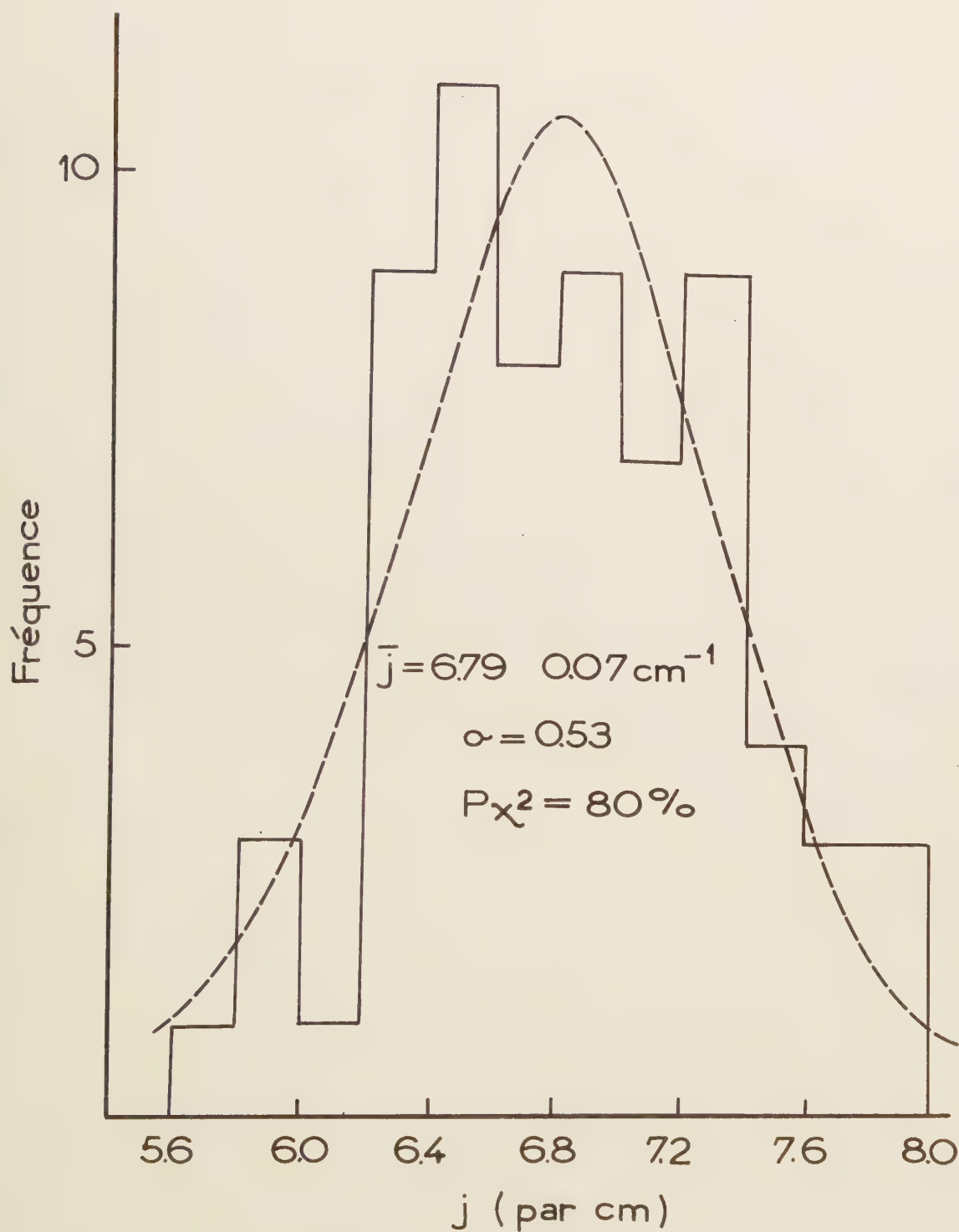


fig. 16

$$\bar{\sigma}_{\text{stat}} = \frac{\sum L^2}{\sum L_j^2 / (\Delta j)^2} \quad (5)$$

En appliquant le critère de Birge⁽¹¹⁾ pour contrôler la signification de la différence entre les erreurs moyennes statistiques et expérimentales, nous avons trouvé que la probabilité de constater une différence supérieure à celle observée était d'environ 50%. La différence n'a donc statistiquement aucune signification, et nous pouvions en conclure que la contribution à l'erreur expérimentale de fluctuations autres que celles dues à la statistique était relativement sans importance. Cette conclusion est étayée par le fait qu'un diagramme de corrélation entre les θ et j correspondants des figures 10 et 16 ne montre aucune corrélation. Ce résultat est important si l'on pense éventuellement réduire l'erreur de la mesure d'ionisation (§ 5.2).

5. DISCUSSION

5.1. Théorie et expérience

La théorie de la perte d'énergie subie par des particules rapides chargées, lors de leur passage au travers de la matière, a été d'abord développée par J.J. Thompson⁽¹²⁾ et N. Bohr⁽¹³⁾. Traitant le milieu comme un système d'oscillateurs classiques, ils déduisirent une expression montrant que la perte d'énergie devait être proportionnelle à $1/\beta^2$. La théorie fut améliorée par des procédés de mécanique quantique par Bethe⁽¹⁴⁾, Bloch⁽¹⁵⁾, Williams⁽¹⁶⁾ et Møller⁽¹⁷⁾, qui trouvèrent que la perte d'énergie ne devait être proportionnelle à $1/\beta^2$ que jusqu'à $\beta \sim 0,96$ et qu'elle devait ensuite croître indéfiniment selon une dépendance logarithmique de $\beta/\sqrt{1-\beta^2}$. Swann⁽¹⁸⁾ remarqua que l'accroissement logarithmique devait être limité par la polarisation du milieu, protégeant les atomes éloignés du champ de la particule : Fermi⁽¹⁹⁾ a calculé cet effet de polarisation, en identifiant l'énergie perdue lors de collisions à paramètre d'impact plus grand que q ($q > q_0$ rayon atomique) au flux de vecteurs de Poynting, issus d'un cylindre de rayon q axé sur la trajectoire de la particule.

Les hypothèses simplificatrices qu'il fit, impliquaient que la perte d'énergie dans le domaine relativiste était due essentiellement à l'émission de radiations de Cerenkov⁽²⁰⁾. Bien que la théorie de Fermi décrive avec succès la perte d'énergie totale moyenne mesurée dans le domaine des particules rapides, elle ne rend pas compte de l'accroissement relativiste de l'ionisation probable, découverte lors d'expériences en chambre de Wilson⁽²¹⁾, les sections efficaces d'absorption des radiations de Cerenkov étant apparemment trop faibles⁽²²⁾. Sternheimer⁽²³⁾ Huybrecht⁽²⁴⁾ et Schönberg⁽²⁴⁾ et Budini⁽²⁵⁾ modifièrent la théorie de Fermi, obtenant des résultats concordant avec les expériences en chambre de Wilson pour la contribution de l'ionisation dans la perte d'énergie. Cependant, seul un récent article de Budini et Taffara⁽²⁶⁾ donne le calcul explicite de l'accroissement relativiste et de la saturation de l'ionisation spécifique primaire. Les auteurs remplacèrent dans la théorie de Fermi une expression de la constante diélectrique ne décrivant que les propriétés dispersives du milieu par une autre expression qui tient compte également des caractères d'absorption et de dispersion. Ceci leur permit de séparer les contributions

aux pertes d'énergie données par l'effet Cerenkov, par l'excitation et par l'ionisation. Pour le nombre d'événements primaires par cm, ils donnent la formule suivante :

$$I_{\text{prim}} = \frac{2\pi c^4 n}{mv^2} \sum_{k=1}^Z \left\{ \bar{f}_k \left(\frac{1}{I_k} - \frac{1}{T} \right) + \frac{1}{2\pi^2 r_o^2 c} \int_{w_k}^{\infty} \frac{\sigma_k(w) dw}{w} \log \left[\frac{m I_k \beta^2}{2\pi n r_o^2 w^2 |1 - \beta^2 \epsilon(w)|} - \beta^2 \text{Re} \epsilon(w) \right] \right\} \dots \dots \dots (6)$$

ou

$$\bar{f}_k = \sum_{i=1} f_{ki} + \sqrt{n/r_o \pi^3} \int_{w_k}^{\infty} \sigma_k(w) dw \dots \dots \dots (7)$$

and

$$\epsilon(w) = 1 + \sum_{k=1}^Z \left[\sum_{i=1}^S \frac{f_{ki}}{w_i^2 - w^2} + \sqrt{n/r_o \pi^3} \int_{w_k}^{\infty} \frac{\sigma_k(w') dw'}{w'^2 - w^2 - (8/3)i \sqrt{n r_o^3} w^3} \right] \dots \dots (8)$$

e	= charge de la particule	I_k	= potentiel d'ionisation de l'électron k
v	= vitesse de la particule	w_k	= $I_k/\hbar$
m	= masse de l'électron	w_i	= fréquence d'absorption de la ligne $\frac{1}{i}$
r_o	= rayon classique de l'électron	f_{ik}	= amplitude de la ligne i de l'électron k
n	= nombre d'électrons au cm^3	σ_k	= section efficace photo-électrique pour l'électron k.
Z	= nombre atomique		
T	= énergie maximum transmissible		

Dans le cas de l'hélium gazeux, les deux électrons sont identiques en ce qui concerne les lignes d'absorption et l'effet photoélectrique. On peut donc omettre la sommation sur k . Dans les traces post-expansion de la chambre de Wilson utilisées pour nos expériences, T est de l'ordre de quelques Kev. $1/T$ est donc négligeable par rapport à $1/I_0$. Les intensités et fréquences des lignes d'absorption sont données dans les tables de Landolt et Börnstein⁽²⁷⁾ et nous avons adopté le σ des résultats expérimentaux de Lee et Weissler⁽²⁸⁾. Nous avons ajusté une courbe de la forme

$$\sigma(x) = K_1(1/x^3 - K_2/x^4) = K_1 g(x)$$

à leur table de données par la méthode des moindres carrés; x est la fréquence mesurée en unité de la fréquence d'ionisation (w_0) et K_1 , K_2 des constantes :

$$K_1 = 1.256 \pm 0.014 \cdot 10^{-17}, \quad K_2 = 0.467 \pm 0.015$$

Les équations (6), (7) et (8) peuvent être simplifiées et reformulées pour le cas de l'hélium pur de la manière suivante :

$$I_{\text{prim}} = \frac{A}{\beta^2} \left\{ \bar{f} + B \int \frac{g(x) dx}{x} \left[\log \frac{\beta^2}{x^2 |1 - \beta^2 t(x)|} - \beta^2 \operatorname{Re} t(x) + C \right] \right\} \dots \dots \dots (9)$$

$$\bar{f} = \sum_{i=1}^{i=11} f_i + B \int g(x) dx \dots \dots \dots (10)$$

$$t(x) = 1 + E \sum_{i=1}^{i=11} \frac{f_i}{x_i^2 - x^2} + BE \int \frac{g(x') dx'}{x'^2 - x^2 - i F x} \dots \dots \dots (11)$$

où A, B . . . F sont des constantes *

I_{prim} fut calculée en fonction de $\beta/\sqrt{1-\beta^2} = \beta\gamma$ pour $1,0 \leq \beta/\sqrt{1-\beta^2} 10^4$, au moyen d'un ordinateur. Pour $\beta/\sqrt{1-\beta^2} = 3,6$ ($\beta = 0,96$), la courbe passe par un minimum pour lequel $I_{\text{prim}} = 4,62 \pm 0,05 \text{ cm}^{-1}$. L'erreur sur cette ionisation minimum est essentiellement due aux erreurs des constantes K_1 et K_2 . La courbe de I_{prim} en fonction de $\beta/\sqrt{1-\beta^2}$ est normalisée à cette valeur minimum et donnée sous forme de

$A = 2\pi r_o^2 n m c^2 / I_o = 0.53097$	$F = 8\pi r_o I_o / 3ch = 4.682 \cdot 10^{-7}$
$B = K_1 I_o / \pi r_o ch = 2.8135$	$I_o = \text{potentiel d'ionisation des électrons de l'hélium}$
$C = \log (2mc / I_o) = 10.635$	$= 24.586 \text{ ev.}$
$E = (hc / I_o)^2 r_o^2 n / \pi = 1.1679 \cdot 10^{-4}$	

ligne continue dans la figure 15. Sur le même diagramme figurent nos points expérimentaux pour l'ionisation primaire dans un mélange d'hélium et d'alcool.

Afin de pouvoir comparer la valeur de l'ionisation minimum dans l'hélium pur calculée avec notre minimum expérimental dans l'hélium-alcool ($6,79 \pm 0,07 \text{ cm}^{-1}$), nous devons soustraire l'ionisation spécifique primaire dans la vapeur d'alcool à la pression et la température correspondant à des conditions expérimentales. L'ionisation spécifique dans la vapeur d'alcool éthylique a été mesurée par Frost et Nielson⁽²⁹⁾ et par Van der Walle⁽³⁰⁾ pour des particules d'ionisation minimum. Les premiers donnent $47,4 \pm 4 \text{ cm}^{-1}$ et l'autre $48,5 \pm 10 \text{ cm}^{-1}$ à température et pression normales. En prenant $47,7 \pm 3,7 \text{ cm}^{-1}$ comme moyenne pondérée de ces résultats, l'ionisation spécifique primaire de la vapeur d'alcool éthylique à 95% en équilibre avec la phase liquide à $18,8^{\circ}\text{C}$ aura un minimum de $2,27 \pm 0,2 \text{ cm}^{-1}$. En soustrayant ceci de $6,79 \pm 0,07$, nous obtenons comme valeur expérimentale de l'ionisation spécifique primaire dans l'hélium pur $4,52 \pm 0,2 \text{ cm}^{-1}$, ce qui concorde bien avec les résultats théoriques de Budini.

En comparant nos points expérimentaux de l'ionisation relative dans l'hélium-alcool avec la courbe de Budini pour l'hélium pur (figure 15), nous constatons que la concordance pour les pions et les muons est bonne et celle des électrons l'est jusqu'à $p/mc \sim 50$. Les points pour les électrons de p/mc plus grand que 50 montrent cependant que l'accroissement logarithmique s'étend au-delà des valeurs prévues par la théorie de Budini et le rapport du plateau au minimum est aussi supérieur à ses prévisions. Ces divergences peuvent être dues à l'influence de la vapeur d'alcool, mais malheureusement, l'estimation de l'effet de l'alcool est imprévisible par la présente théorie, en raison du manque d'information sur les valeurs des constantes de structure I_k , f_{ki} et σ_k (équation 6). Il semble être impossible de tirer des conclusions sur la raison de ces divergences à l'aide des seules données disponibles.

5.2. Réduction des erreurs dans la mesure de l'ionisation primaire

Les résultats des mesures des traces d'ionisation minimum et du rendement de condensation apparaissant aux paragraphes 3.4 et 4.2 montrent que l'ionisation primaire peut être mesurée avec une erreur presque uniquement due aux effets de la statistique, ceci même lorsque le rendement relatif de condensation dans la chambre de Wilson varie considérablement de détente en détente. Cette conclusion nous permet de prévoir l'ordre de grandeur de la précision que l'on peut obtenir en mesurant des traces plus longues formées dans les mêmes conditions, puisque l'erreur statistique est donnée par

$$\sigma_{\text{stat}} = 1/\sqrt{N} \propto 1/\sqrt{Li} \quad (15)$$

où N = nombre des événements primaires comptés
 L = longueur de la trace
 i = ionisation spécifique primaire

Nous pouvons nous attendre à ce que l'ionisation spécifique primaire de particules proche du minimum d'ionisation puisse être mesurée avec une précision d'environ 5% sur des traces d'une longueur de 100 cm et d'environ 4% sur des traces de 150 cm, ceci dans l'hélium à la pression atmosphérique.

Cependant, l'hélium pourrait bien ne pas être le gaz le plus favorable pour des mesures d'ionisation spécifique primaire de haute précision : l'avantage d'une haute conductibilité thermique, permettant une croissance très rapide des gouttelettes et facilitant ainsi la photographie, est compensé par le nombre restreint d'événements primaires pouvant être comptés, ceci en raison de la faible valeur de l'ionisation primaire et des effets de diffusion masquant une partie des événements primaires ayant donné lieu à une condensation. C'est pour cette dernière raison que notre erreur statistique est de 7,3%, tandis que l'erreur statistique sur le nombre total des événements primaires d'une trace est 5,5%. L'erreur statistique peut être réduite en utilisant un gaz ou un mélange de gaz dans lequel le nombre d'événements primaires par unité de longueur de la trace est plus élevé. Par exemple, dans le néon à température et pression normales, l'ionisation spécifique primaire dans la région du minimum est ~ 12 par cm. L'erreur statistique sur le nombre d'événements d'une trace de 100 cm devrait donc être de 3%. Une réduction similaire de l'erreur statistique peut être envisagée par l'emploi d'un mélange d'hélium et d'argon à une pression totale de 1 atmosphère. Une proportion de 40% d'argon est nécessaire pour augmenter l'ionisation

spécifique de notre valeur ($\sim 6,8$ par cm) à environ 15 par cm, entraînant une diminution de l'erreur statistique pour une trace de 100 cm de $\sim 5\%$ à $\sim 2,5\%$. Ces remarques sur la possibilité de réduire l'erreur des mesures de l'ionisation primaire nécessitent un contrôle expérimental, à l'aide de différents gaz dans la chambre de Wilson.

5.3. Identification des particules de haute énergie

La masse d'une particule rapide (m) peut être déterminée par mesure de sa quantité de mouvement (p) et de son ionisation relative (i) par les relations

$$m = p/(p/m) \quad (16)$$

$$\text{où} \quad i = \alpha \log(p/m) + \text{const} \quad (17)$$

dans la région de la remontée relativiste,
pente = α

$$\log(m) = \log(p) - \frac{i}{\alpha} + \text{const} \quad (18)$$

en prenant σ_p erreur en pourcent sur p

et σ_i ... " " i

$$\text{Alors} \quad \sigma_m = \sqrt{\sigma_p^2 + \left(\frac{i}{\alpha}\right)^2 \sigma_i^2} \quad (19)$$

donne l'erreur sur la mesure de $\log(m)$ en admettant que les erreurs sur i et p sont petites ($\lesssim 20\%$) et normalement distribuées. Sur la figure 17, σ_m a été porté en fonction de σ_i pour plusieurs valeurs de σ_p , en prenant i dans le voisinage du minimum d'ionisation et α de la figure 15.

En vue de l'application de ces relations de la remontée relativiste à l'identification de protons, mésons K et mésons π nous voyons (sur la figure 15) que le domaine de p/mc dans lequel l'identification est possible est limité à $7 \lesssim p/mc \lesssim 350$ par l'ionisation minimum et le plateau : l'étendue correspondante (R) des quantités de mouvement pour chaque paire de particules $p - k$, $k - \pi$, $\pi - p$, est donnée sur la première partie de la table 2. Nous voyons aussi que la séparation entre les masses $m_k - m_p$, $m_\pi - m_k$ et $m_\pi - m_p$ est respectivement de 0,62, 1,25 et 1,89 sur une échelle logarithmique des masses. Les erreurs sur les mesures de masses correspondant à une précision donnée d'identification sont dans les rapports 1 : 2 : 3 pour les trois paires. Il est donc trois fois plus difficile d'identifier des mésons K parmi des protons, et deux fois plus difficile d'identifier des mésons K parmi des mésons π qu'il ne l'est d'identifier des protons parmi des mésons π .

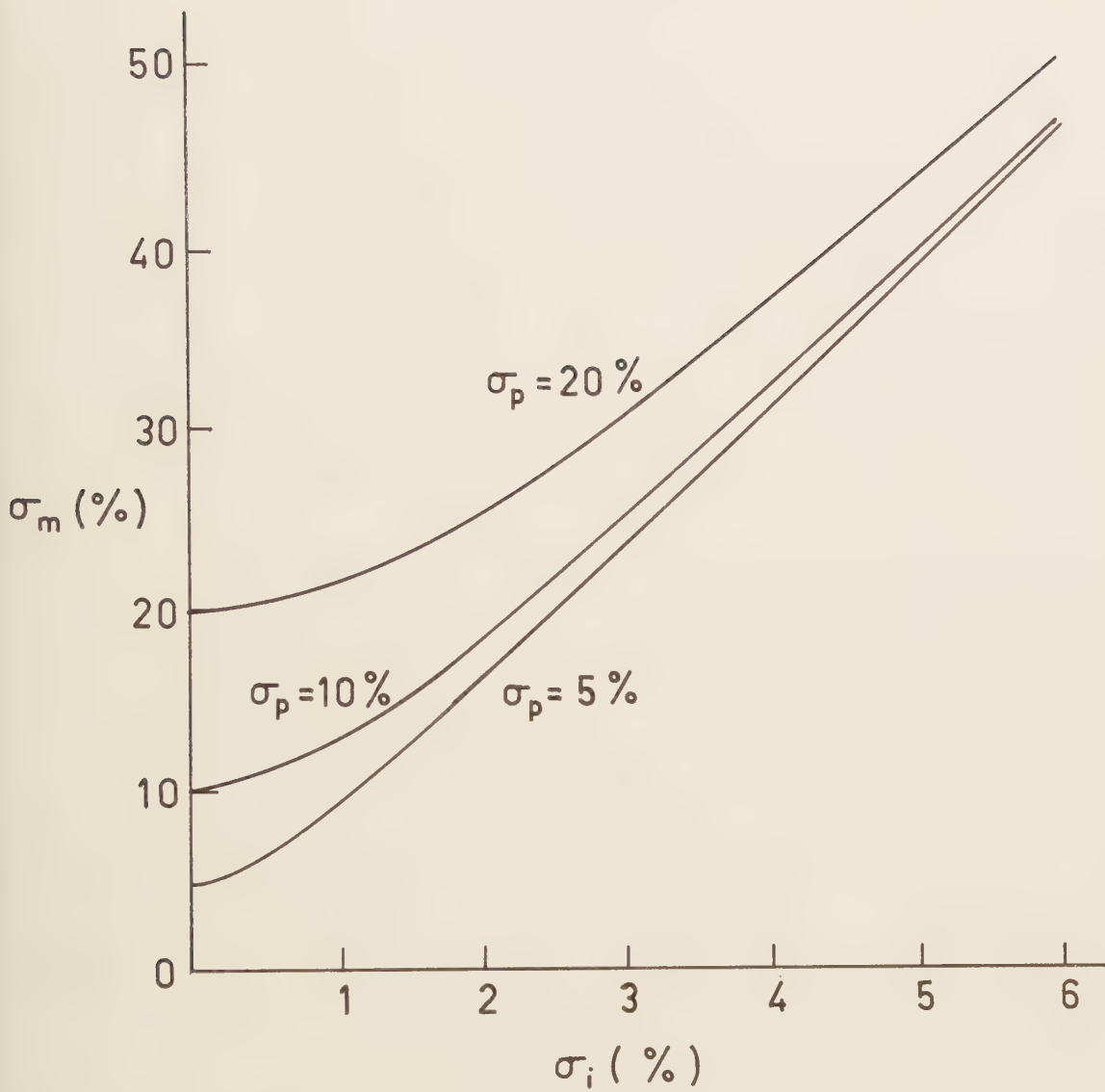


Fig. 17

La situation est illustrée par la figure 18, où les distributions d'erreurs sont dessinées avec une déviation type des mesures de masses égale au tiers de la différence des masses dans l'échelle logarithmique, pour chacun des trois cas. Nous pouvons dire, que lorsque en moyenne, les particules de chaque type sont présentes en nombres égaux dans le faisceau, les mesures de masses sur traces uniques permettent de distinguer les protons des mésons K si $\sigma_m \leq 20\%$, des mésons π de mésons K si $\sigma_m \leq 40\%$ et des mésons π de protons si $\sigma_m \leq 60\%$. La séparation statistique est encore possible pour des erreurs doubles de celles-ci.

Afin d'examiner l'utilité de nos résultats, considérons trois cas de précision de la mesure d'ionisation sur des traces de chambre de Wilson.

- (a) la précision obtenue dans l'expérience présente avec des traces de 49 cm de longueur (7,8%).
- (b) La précision qui, d'après nos expériences, serait possible dans l'hélium sur des traces de 100 cm (5%).

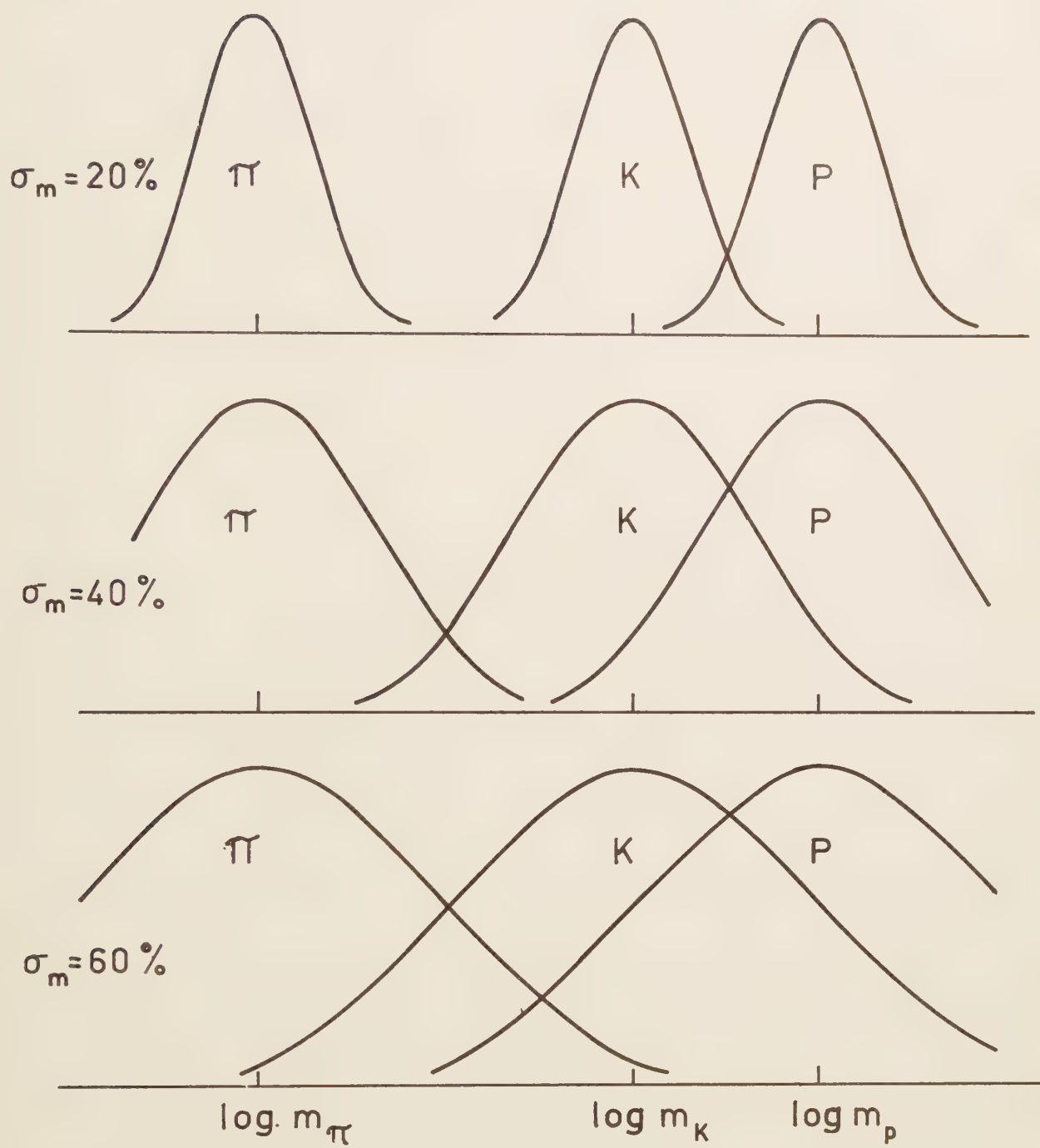


Fig. 18

(c) La précision que l'on pourrait obtenir dans un mélange de gaz plus lourds avec des traces de 100 cm - selon les raisonnements du § 5.2 (3%).

La précision minimum dans la mesure de la quantité de mouvement, requise pour distinguer les particules individuelles, est donné pour chacun de ces cas et pour chaque paire de particules dans la table 2.

		p - K	k - π	π - p
R(GeV/c)		3-150	2-50	3-50
$\sigma_m(\text{max})$		20%	40%	60%
(a) $\sigma_i = 3\%$	$\sigma_p(\text{max})$	—	—	20%
(b) $\sigma_i = 5\%$	$\sigma_p(\text{max})$	—	11%	45%
(c) $\sigma_i = 3\%$	$\sigma_p(\text{max})$	7%	30%	55%

Tableau 2 - Limites des identifications individuelles

Le système de transport du faisceau peut définir la quantité de mouvement des faisceaux primaires de l'accélérateur à mieux de 5%, de telle sorte que même dans le cas (c), la distinction entre protons et mésons K individuels est possible, jusqu'à la quantité de mouvement maximum du faisceau.

La quantité de mouvement (p) de particules secondaires résultant de l'interaction du faisceau primaire avec une cible peut être mesurée dans la chambre de Wilson. La précision des mesures de la masse de ces particules dépend alors de p puisque σ_p est donné par p/MDM , où MDM est la quantité de mouvement pour laquelle σ_p est de 100%. La quantité de mouvement maximum, pour laquelle les limites de σ_p données dans la table 2 sont atteintes, est donc $(\text{MDM}) (\sigma_p)$. Si, par exemple, MDM est de 100 GeV/c et $\sigma_i = 8\%$, des mésons π et des protons individuels peuvent encore être distingués jusqu'à 20 GeV/c. Avec un MDM de 200 GeV/c et $\sigma_i = 3\%$, des protons et des mésons K individuels peuvent être distingués jusqu'à 14 GeV/c.

6. CONCLUSIONS

La remontée relativiste de l'ionisation spécifique primaire existe donc dans notre mélange d'hélium et d'alcool. Sa pente et son étendue sont supérieures aux valeurs calculées pour l'hélium pur à partir de la théorie de Budini. La différence peut être due à un effet de l'alcool, mais jusqu'ici, aucune estimation de cet effet n'a été calculée.

La valeur mesurée du minimum de l'ionisation spécifique primaire dans l'hélium, $4,52 \pm 0,2$ paires d'ions par cm, concorde bien avec la valeur calculée à partir de la théorie de Budini, $4,62 \pm 0,05$ paires d'ions par cm.

Les mesures de l'ionisation primaire sont insensibles aux fluctuations du rendement de condensation, si celles-ci se situent dans le domaine $0,2 \leq \theta \leq 0,6$. Il est donc avantageux, lorsque cela est possible, de travailler avec des traces post-expansion de la chambre de Wilson, les conditions d'expansion étant moins critiques.

Dans les traces post-expansion dans l'hélium, la diffusion des ions masque quelque peu l'ionisation primaire, entraînant ainsi une légère augmentation des erreurs statistiques. L'emploi d'un gaz plus lourd dans la chambre de Wilson pourrait diminuer cette diffusion et améliorer la statistique. Cependant, ces avantages pourraient être compensés par de plus grandes difficultés dans la photographie et les conditions de cyclage. De plus amples expériences dans cette direction sont nécessaires.

La remontée relativiste mesurée s'avère utile dans la discrimination, d'après leur masse, de particules, pour des valeurs de p/mc allant jusqu'à 300. La précision de la mesure de l'ionisation obtenue au cours de cette expérience permet d'identifier des protons et des mésons π individuels dans un faisceau de quantité de mouvement bien définie. S'il est possible d'obtenir une réduction raisonnable de l'erreur de mesure de l'ionisation, des protons et des mésons K pourront être identifiés individuellement par cette méthode.

REMERCIEMENTS

Je tiens à exprimer ici ma reconnaissance à M. le Prof. R. Extermann, à M. le Prof. P. Preiswerk ainsi qu'au CERN pour les facilités matérielles qu'il m'a accordées lors de la préparation de cette thèse. J'ai particulièrement apprécié les critiques utiles et l'intérêt que MM. les Prof. Extermann et Preiswerk ont pris à la lecture du manuscrit.

J'aimerais aussi remercier M. le Prof. Ballario, le Dr A. De Marco et M. C. Verkerk de leur active collaboration à ce travail. Parmi les autres membres du groupe, M. A. Maurer et M. R. Bouchet ont toujours fait preuve d'une grande initiative, et de ressources, spécialement pour maintenir la chambre de Wilson en état de marche. Qu'ils trouvent ici l'expression de ma gratitude. Je tiens également à remercier Mme Eriksson, Mme F. Verkerk et Mme Vosiski pour leurs mesures des photographies au microscope.

Mes remerciements vont aussi au Dr T. Fazzini pour sa collaboration lors des mesures avec compteurs, au Dr J.P.

Astbury pour son aide dans la programmation de l'ordinateur et à M. le Prof. H.S. Bridge pour ses encouragements et sa collaboration aux tests initiaux des lentilles. Il m'incombe encore de remercier M. le Prof. W.B. Fretter, le Dr A. Rousset, le Dr C.A. d'Andlau et le Dr R. Van der Walle, pour leurs discussions qui me furent très utiles..

REFERENCES

- 1) R.G. Kepler, C.A. d'Andlau, W.B. Fretter, L.F. Hansen :
Nuovo Cimento 7, 71, 1958
- 2) A. Rousset, A. Lagarrigue, P. Musset, P. Rançon
X. Sauteron : Nuovo Cimento 14, 365, 1959
- 3) E. Fermi : Phys. Rev. 57, 485, 1940
- 4) R.M. Sternheimer : Phys. Rev. 103, 511, 1956
- 5) J.K. Parry, H.D. Rathgeber, J.L. Rouse :
Proc. Phys. Soc. A 66, 541, 1953

D.A. Eyreions, B.G. Owen, B.T. Price, J.G. Wilson :
Proc. Phys. Soc. A 68, 1955

S.K. Ghosh, G.M.B.D. Jones, J.G. Wilson :
Proc. Phys. Soc. A 65, 68, 1952 and
" " " 67, 33, 1954

D.R. Corson, R.B. Brode : Phys. Rev. 53, 773, 1938

E. Hayward : Phys. Rev. 72, 937, 1947

W.E. Hazen : Ibid. 65, 259, 1944. 67, 269, 1945
- 6) L. Landau : J. Phys. USSR 8, 201, 1944
- 7) W.E. Hazen : Phys. Rev. 63, 107, 1943
- 8) F.L. Hereford : Ibid. 74, 574, 1948

- 9) C. O'Ceallaigh : CERN BS-11, 1954
- 10) J. Orear : UCRL 8417, Aug. 1958
- 11) R.T. Birge : Phys. Rev. 40, 213, 1932
- 12) J.J. Thomson : Phil. Mag. 23, 449, 1912
- 13) N. Bohr : Phil. Mag. 25, 10, 1913
- 14) H.A. Bethe : Zeits. f. Phys. 76, 293, 1932
Handb. d. Phys. 24, 515, 1933
- 15) F. Bloch : Ann. d. Phys. 16, 285, 1933
Zeits. f. Phys. 81, 363, 1933
- 16) E.J. Williams : Proc. Roy. Soc. A 139, 163, 1933
Det. Kgl. Dans. Vid. Sels. XIII, 4, 1935
- 17) C. Møller : Ann der Phys. 14, 531, 1932
- 18) W.F.G. Swann : J. Franklin Inst. 226, 598, 1938
- 19) E. Fermi : Phys. Rev. 56, 1242, 1939 and ref. 3)
- 20) M. Schönberg : Nuovo Cimento 8, 159, 1951
- 21) L. Voyvodic, E. Pickup : Phys. Rev. 90, 95, 1953
and Bristol Conference 1951
S.K. Ghosh, G.M.B.D. Jones, J.G. Wilson - as ref. 5)
- 22) M. Schönberg : Nuovo Cimento 9, 210, 1952
- 23) R.M. Sternheimer : Phys. Rev. 91, 256, 1953
and ref. 3)
- 24) M. Huybrechts, M. Schönberg : Nuovo Cim. 9, 764, 1952

- 25) P. Budini : Nuovo Cimento 10, 236, 1953
- 26) P. Budini, L. Taffara : Nuovo Cim. 4, 23, 1956
- 27) Landolt and Bornstein : Vol. 1, part 1, p. 262
- 28) P. Lee , G.L. Weissler : Phys. Rev. 99, 540, 1955
- 29) C. Frost, C.E. Nielsen : Phys. Rev. 91, 864, 1955
- 30) R. Van der Walle, J. Verhaeghe :
Comptes Rendus 248, 3292, 1959
- 31) B. Rossi : "High Energy Particles"
published by Prentice-Hall, 1952
- 32) W. Heitler : "Quantum Theory of Radiation"
published by O.U.P.

